



Contribution à l'étude de la rupture des alliages à mémoire de forme

Virginie Taillebot

► To cite this version:

Virginie Taillebot. Contribution à l'étude de la rupture des alliages à mémoire de forme. Matériaux. Université de Franche-Comté, 2012. Français. NNT : 2012BESA2026 . tel-01127632

HAL Id: tel-01127632

<https://theses.hal.science/tel-01127632>

Submitted on 7 Mar 2015

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



SPIM

Thèse de Doctorat



école doctorale **sciences pour l'ingénieur et microtechniques**
UNIVERSITÉ DE FRANCHE-COMTÉ

Contribution à l'étude de la rupture des alliages à mémoire de forme

■ VIRGINIE TAILLEBOT

SPIM

Thèse de Doctorat



école doctorale **sciences pour l'ingénieur et microtechniques**
UNIVERSITÉ DE FRANCHE-COMTÉ

N° X X X

THÈSE présentée par

VIRGINIE TAILLEBOT

pour obtenir le

Grade de Docteur de
l'Université de Franche-Comté

Spécialité : **Sciences pour l'Ingénieur**

Contribution à l'étude de la rupture des alliages à mémoire de forme

Unité de Recherche :
Institut FEMTO-ST - Département de Mécanique Appliquée

Soutenue publiquement le 4 décembre 2012 devant le Jury composé de :

P. VACHER	Président du jury	Professeur à l'Université de Savoie
F. LEON	Rapporteur	Professeur à l'Université d'Aix-Marseille
S. ARBAB CHIRANI	Rapporteur	Professeur à l'ENI de Brest
L. BOUBAKAR	Examineur	Professeur à l'Université de Franche-Comté
C. LEXCELLENT	Directeur de thèse	Professeur à l'ENSM de Besançon

*À mes parents, Marie-Christine et François,
À Andrée et Guy,
À Aurélien,
À ma grand-mère Anne-Marie, qui n'aura jamais vu l'aboutissement de cette thèse.*

*Sachez vous éloigner car, lorsque vous reviendrez à votre travail,
votre jugement sera plus sûr. (Léonard de Vinci)*

Remerciements

"Sachez vous éloigner" car le recul est indispensable à la réussite, le désamour épisodique de la thèse inéluctable et le congé profitable à tout artisan. La passion curieuse du chercheur, une fois inoculée, ne vous lâche plus, entre périodes d'exaltation, de découragement, de satisfaction et de moral en berne. Ces éléments perturbateurs de l'inertie émotionnelle du jeune chercheur sont les fruits, plus ou moins souhaités, d'un engagement intellectuel et aussi personnel, forts. La motivation profonde d'un doctorant est selon moi fondée sur ce désir pugnace, sorte de mélange pluri-objectif, de démêler et révéler l'inconnu, démystifier les sciences, et contribuer à la fabrication de nouveaux savoirs.

Cette thèse a été réalisée au Département de Mécanique Appliquée de l'Institut FEMTO-ST, à Besançon et au sein de l'Université de Franche-Comté.

Je tiens à remercier les professeurs, Mme Shabnam Arbab Chirani et Mr Frédéric Lebon pour avoir accepté de rapporter ces travaux de thèse, et aussi, Mr Lamine Boubakar en tant qu'examinateur.

Je tiens à remercier spécialement Mr Pierre Vacher, président du jury de thèse, qui m'a permis de réaliser quelques expérimentations complémentaires au laboratoire SYMME et d'utiliser le logiciel de corrélation d'images 7D qu'il développe avec ses collaborateurs.

J'adresse mes remerciements à Christian L'excellent pour m'avoir fait confiance sur ce projet financé par l'ANR dans le cadre du projet européen MAFESMA. Christian L'excellent en tant qu'expert des alliages à mémoire de forme m'a fait découvrir une partie du singulier domaine des matériaux fonctionnels.

Je remercie également les personnels qui m'ont apporté ponctuellement leur aide lors de la caractérisation expérimentale de ces travaux : Christine Millot, Vincent Placet, Gérard Michel, et Pierrick Malécot.

Par ailleurs, je n'oublierai jamais mon expérience d'enseignante en tant que moniteur puis ATER au sein de l'ENSMM. Je remercie l'équipe enseignante de mécanique générale qui m'a fait confiance et auprès de laquelle j'ai beaucoup apprécié de travailler : Frédérique Trivaudey, Sylvaine Mallet, Violaine Guichet-Retel, Morvan Ouisse et Emmanuelle Foltête. L'activité d'enseignant est aussi l'occasion de progresser soi-même aux côtés des apprenants.

Au Département de Mécanique Appliquée, pendant ces quatre années, j'ai pu côtoyer un grand nombre de collègues, permanents ou doctorants, parmi lesquels, certains sont devenus des amis proches.

J'adresse mes remerciements et mes vœux de réussite à tous ces doctorants, ou déjà docteurs pour nombre d'entre eux, et à ceux qui ont malheureusement renoncés pour diverses raisons, parfois justifiées. N'étant pas seulement des petites-mains de la Recherche, les doctorants sont aussi, et heureusement, des femmes et des hommes. Certains ont eu la joie de donner naissance à un ou plusieurs charmants bébés, naissance souvent suivie ou précédée, de celle d'un manuscrit de thèse ayant charmé leur jury... le doctorat, un générateur de charme !

Thierry Verdot (PhD), maman Delphine Mengus et Marco, maman Olivia Petillot-Arbey et Guillaume, Yan Xia (PhD), Xavier Gabrion, Antoine Kuczkowiak, papa Jean de Caze-nove, Cissé Ousseynou, Petr David (PhD), Martin Novak (PhD), papa Laurent Lesellier, Kedja Saïdi, Sid-Ahmed Chentouf (PhD), Germain Gondor (PhD et papa), Benoit De-labelle (PhD et papa), Olivier Comond (PhD et papa), Hamid Makich (PhD et papa,) Mohamed Sahli (PhD), Cyrille Stephan (PhD), Julien Bayle (PhD), Djamel Remache (PhD et papa), Jie Zhang (PhD), Fayçal Bellaredj (PhD), Stéphanie Livet (PhD), Mylène Villars (PhD), Fany Chedevergne (PhD et maman), Didier Mamosser (PhD), Guillaume Ham (PhD), Gilles Tonnelier (PhD), Matthieu Gravade (PhD), Thibaud Desforges, Cécile Flammier, Damien Réveillon (PhD), Aurélien Hot (PhD), Flaviano Tateo (PhD), Thomas Weisser (PhD et papa), mes copains d'AMF : Elie Gibeau (PhD) et Frédéric Thiébaud (MCF), les ENSMM-iens : Aurélien Besnard (PhD), Joel Imbaud (MCF) et Julien Doucet (un stagiaire non doctorant qui rêvait d'évasion ;-))

Une spéciale "cace-dédi" au bureau 42H, avec qui l'on a débriefé l'actu musicale, qui, il faut le dire a été mouvementée entre 2007 et 2011, mais aussi, où nous avons eu des discussions de fond. J'espère que vous n'oublierez pas mes petits cookies, brownies, made-lesines et clafoutis aux cerises (avec l'approbation du grand gourmand Patrick Delobelle!).

Je mentionne en particulier mes chers amis avec qui l'on a bien décompressé et bien ri : Dr Agathe Vercoutter dite Vercout', avec qui j'ai eu le plaisir de voir de nombreux spectacles, expos et films (très souvent bons), Dr Youssef Gerges dit *You*² (you x you), avec un "lebanese power" infailible dans tous les domaines, et Antoine Voegtlin dit Foinou, l'ambassadeur franc-comtois le mieux looké qui soit ! Ces moments partagés, je l'espère, resteront aussi dans vos mémoires.

J'en profite pour remercier Aurélien, pour son aide précieuse et son contagieux élan positif, qui m'ont permis d'achever ce manuscrit. Cette réussite m'a offert des perspectives professionnelles enrichissantes et de beaux projets personnels communs.

J'ai une pensée pour mes amies d'enfance, que je revois parfois sans que le temps n'ait de prise sur notre affection, mais qui ne sont jamais loin de mon cœur, Aurélie Rodde, Marie Poissonnier, Aurélie Lecollinet, Anabelle Neto, Aurélia Marquès et Sophie Merlin.

Enfin, je remercie mon oncle Guy, qui a toujours été disponible pour moi, dans cette terre d'adoption commune qu'est la Franche-Comté, et qui me manque déjà.

J'embrasse ma grand-mère Andrée, qui à 90 ans, a assisté avec enthousiasme à ma soutenance de thèse.

J'exprime, à mes parents Marie-Christine et François, mes profonds respect et gratitude pour leur accompagnement et le dévouement sans faille depuis ma naissance.

Résumé

Matériaux incontournables parmi les matériaux fonctionnels, les **alliages à mémoire de forme** (AMF) sont dotés de capacités atypiques, notamment ils présentent de très larges déformations réversibles (jusqu'à 8 %) grâce à une **transformation de phase martensitique** induite par une action mécanique ou thermique. Le comportement thermomécanique des alliages à mémoire de forme est à présent bien maîtrisé. Cependant la méconnaissance de leur **comportement à la rupture** est un enjeu majeur pour leur dimensionnement dans le cadre de leur industrialisation.

Ces travaux de recherche se sont attachés à la connaissance, la description et la quantification du phénomène de **localisation en pointe de fissure** liée à la transformation martensitique induite sous contrainte avec le développement d'un modèle analytique prédictif des zones de transformation de phase au voisinage de la **pointe de fissure** et sa corrélation expérimentale par **mesures simultanées de champs cinématiques et thermiques** lors d'essais de rupture sur des éprouvettes fissurées.

Deux modèles analytiques basés sur la mécanique linéaire de la rupture ont été développés pour la prédiction des zones de transformation au voisinage de la pointe de fissure en niveaux de contrainte. Le premier permet la prédiction pour les modes élémentaires de rupture et les modes mixtes I+II dans le cas où le rayon de courbure en pointe de fissure est nul. Le deuxième modèle a été développé dans une perspective de validation expérimentale avec une formulation prenant en compte le **rayon de courbure en pointe de fissure**. Ces modèles intègrent l'**aspect dissymétrique du comportement en traction/compression** des AMF par le biais de fonctions de correction.

Un banc de caractérisation par mesures simultanées de champs cinématiques par **corrélation d'images** (DIC) et thermique par **thermographie infrarouge** a été développé pour cartographier les champs expérimentaux d'essais de rupture en mode I sur des éprouvettes préfissurées. La caractérisation de l'alliage étudié, un **NiTi** équiatomique, s'est attachée à la métallurgie et à ses propriétés en traction simple. Les essais de rupture avec mesures de champs ont permis d'observer des phénomènes de localisation en pointe de fissure, et cela, en testant différents rayons de courbure. Les champs cinématiques ont été post-traités avec le logiciel de corrélation d'images 7D. Des clichés au MEB permettent d'analyser l'influence du rayon de fissure sur le faciès de rupture.

Enfin, la corrélation de ces résultats permet d'apporter un éclairage sur la taille et la forme des phénomènes à la rupture des alliages à mémoire de forme. L'intégration du pa-

ramètre de dissymétrie dans le modèle est pertinente au regard de la forme du phénomène observé. Le modèle analytique fournit une bonne tendance de l'évolution des dimensions de la zone de transformation. Cependant, des écarts non négligeables existent entre le modèle analytique et les résultats expérimentaux. Une des difficultés réside en la taille réduite du phénomène observable qui, de fait, limite beaucoup la précision des tailles des zones de transformation. La sensibilité, et donc la précision de la détermination du paramètre "‘contrainte de début de transformation'" identifiée sur des essais de traction simple ont un impact significatif sur la taille prédite par le modèle.

Malgré cela, ces résultats théoriques et expérimentaux originaux sont encourageants pour l'amélioration du modèle analytique. Pour la première fois, les modélisations analytiques introduisent une prédiction de la forme et non pas seulement de l'extension de la zone de transformation, en incluant à la fois, le caractère dissymétrique du comportement en traction/compression de l'alliage à mémoire de forme, mais aussi le rayon de courbure en pointe de fissure. Ces travaux ont été l'occasion pour la première fois, d'étudier expérimentalement, l'effet du rayon de courbure d'éprouvettes fissurées en NiTi sur les phénomènes de localisation et de confronter ces résultats avec une étude numérique.

Ces premiers travaux sur la rupture ouvrent de nombreuses perspectives comme l'analyse du couplage thermomécanique (estimation des sources de chaleur, modèle éléments finis...) associé à la transformation de phase en pointe de fissure et l'enrichissement des modèles analytiques initiaux, et par la suite, la mise en œuvre expérimentale des modes de rupture II et mixte I+II.

Mots clés : alliages à mémoire de forme, transformation de phase, NiTi, rupture, facteur d'intensité de contraintes, ténacité, rayon en pointe de fissure, DIC (Digital Image Correlation).

Abstract

Major player among functional materials, **Shape Memory Alloys** (SMA) are endowed with specific abilities : in particular, they may undergo very large reversible strain. SMA exhibit a **martensitic phase transformation** when they are submitted to mechanical or thermal loadings, and that gives them some specific characteristics. The thermomechanical behavior of SMA is now well controlled. However, the knowledge of the **SMA fracture behavior** is a major challenge for their design and sizing for their sustainable industrialization.

This research project has focused on the understanding, describing and quantifying of the phenomenon of **localization at the crack tip** due to stress-induced martensitic transformation. The study includes two main aspects : the development of an analytical model and its experimental correlation by simultaneous measurements of kinematic and thermal field during tests on cracked **NiTi** specimens.

Two analytical models based on the linear fracture mechanics taking into account the **asymmetrical nature of the SMA behavior in tension/compression**, were developed for the prediction of transformation zones in the vicinity of the **crack tip**, taking into account the **fracture mode** (elementary and mixed ones) and the radius of curvature of the crack tip. A test bench with the measurement of simultaneous kinematic field with **Digital Image Correlation** (DIC) and thermal field with **infrared thermography** was designed for mapping the experimental fields during fracture tests in mode I on pre-cracked specimen.

This good correlation of analytical models opens up many perspectives on the analysis of thermomechanical coupling associated with the phase transformation at the crack tip, the enrichment of the initial analytical models, and comparison with experimental results for more complex failure modes (II and mixed I+II).

Keywords : Shape memory alloys, phase transformation, NiTi, fracture, stress intensity factor, toughness, crack tip radius, DIC.

Table des matières

Remerciements	i
Résumé	v
Abstract	vii
Table des matières	ix
Table des figures	xiii
Liste des tableaux	xix
Liste des abréviations	xxi
Liste des notations	xxiii
Introduction	1
1 Généralités sur les alliages à mémoire de forme	5
1.1 Les caractéristiques des alliages à mémoire de forme	6
1.1.1 La transformation de phase martensitique	6
1.1.2 Les caractéristiques de la phase martensitique	6
1.1.3 Propriétés thermomécaniques des AMF	11
1.1.4 Aspects du comportement pseudo-élastique	15
1.2 Les principaux AMF, spécialement le NiTi	19
1.2.1 Les alliages cuivreux	19
1.2.2 Les particularités du Nickel-Titane	20
1.2.3 Quelques applications industrielles	23
1.3 Conclusions	26
2 De la mécanique linéaire élastique de la rupture à celle des AMF	27
2.1 Le cadre de la mécanique linéaire élastique de la rupture	28
2.1.1 Introduction	28
2.1.2 Hypothèses de la mécanique linéaire élastique de la rupture	29
2.1.3 Concentration de contraintes au voisinage d'un trou de forme elliptique	29
2.1.4 Singularité de contraintes en fond d'entaille anguleuse	31

2.1.5	Facteur de concentration de contraintes K_t et facteur d'intensité de contraintes K :	33
2.1.6	Singularité de contraintes à la pointe d'une fissure plane	34
2.1.7	Le facteur d'intensité de contraintes	36
2.1.8	Propagation d'une fissure en mode I et ténacité	37
2.2	Les mécanismes physiques de rupture	39
2.2.1	Généralités sur la rupture dans les matériaux	39
2.2.2	Les différents types de rupture	40
2.2.3	Les types élémentaires de ruptures et leurs faciès	41
2.3	Le comportement à la rupture des alliages à mémoire de forme	47
2.3.1	Les études expérimentales de la rupture des AMF	49
2.3.2	Les études théoriques de la rupture des AMF	53
2.4	Conclusions	58
3	Modèle analytique de la transformation de phase	61
3.1	Préambule au modèle analytique	62
3.1.1	Rappels sur la mécanique de la rupture	62
3.1.2	Les surfaces de charge dans l'espace des contraintes	64
3.2	Formulation pour un rayon de fissure nul	65
3.2.1	Le critère de début de transformation	65
3.2.2	Le paramètre de dissymétrie traction/compression	67
3.2.3	Formulation du modèle pour un rayon de fissure nul	68
3.2.4	Mise en œuvre du modèle sur les cas élémentaires de la mécanique de la rupture	70
3.2.5	Conclusions sur la formulation sans rayon de fissure	82
3.3	Formulation avec un rayon de fissure non nul	84
3.3.1	Cadre et prérequis de la formulation	85
3.3.2	Nouvelle formulation du critère	86
3.3.3	Mise en œuvre du modèle sur le mode I	90
3.4	Conclusions	96
4	Mise en œuvre expérimentale de la rupture en mode I	99
4.1	Préambule à la mise en œuvre expérimentale	100
4.1.1	Techniques de mesure de champs cinématiques	100
4.1.2	Mesure de champs cinématiques par corrélation d'images	102
4.1.3	Mesure par thermographie infrarouge	106
4.2	Le matériau d'étude : le NiTi	107
4.2.1	Les caractérisations métallurgiques	107
4.2.2	Les essais de traction	110
4.3	Mise en œuvre expérimentale du mode I	117
4.3.1	Dispositif et procédure expérimentaux	117
4.4	Résultats et discussions	121
4.4.1	Evolution du champ de déformation	122
4.4.2	Influence du rayon de fissure sur la zone de transformation	126
4.4.3	Faciès de rupture	136

4.4.4	Mesure du champ de température	136
4.5	Conclusions	142
5	Investigation sur la corrélation entre le fluage et la diffusion à haute température des alliages équiatomiques en NiTi	143
5.1	Avant-propos sur le fluage par diffusion	144
5.2	Publication (Taillebot et al., 2008)	145
	Conclusions et perspectives	155
	Annexe 1	157
	Bibliographie	165

Table des figures

1.1	Représentation schématique de l'apparition d'une plaquette de martensite dans un monocristal d'austénite (Techniques de l'Ingénieur)[1].	7
1.2	Déformation du réseau, et cisaillement complémentaire par glissement ou mûclage. (a) Réseau de l'austénite avant transformation. (b) Déformation de réseau due à la transformation. (c) Déformation à réseau invariant par glissement. (d) Déformation à réseau invariant par mûclage. D'après le livre <i>Technologies des alliages à mémoire de forme</i> (Patoor & Berveiller, 1994)[2].	7
1.3	Configurations des différents types de martensite : schémas et photographies (Rejzner, 2000)[3].	8
1.4	Représentation de variantes de martensite auto-accommodante coexistant avec de l'austénite (Techniques de l'Ingénieur)[1].	8
1.5	Evolution de la fraction volumique en fonction de la température.	9
1.6	Courbe contrainte-déformation dans le cas d'un polycristal soumis à une contrainte.	10
1.7	Diagramme d'état schématique en contrainte-température.	11
1.8	Schéma de la courbe contrainte-déformation d'un AMF soumis à un essai uniaxial.	11
1.9	Courbe expérimentale d'un NiTi caractérisant l'effet mémoire simple sens d'après (Thamburaja et al.,2005)[4].	13
1.10	Schéma de l'effet caoutchoutique.	13
1.11	Frottement intérieur d'un AMF en fonction de la température.	14
1.12	Comportement superélastique d'éprouvettes mono (en pointillés) et polycristalline (trait continu).	16
1.13	Comportement pseudoélastique en traction et en compression d'un alliage de type Cu-Al-Be (Taillard, 2006)[5].	18
1.14	Comportement pseudoélastique en traction et en compression d'un alliage de type NiTi (Orgéas & Favier, 1998)[6].	18
1.15	Courbes de traction isotherme d'un alliage cuivreux CuAlBe (Vieille et al., 2007)[7].	19
1.16	Image d'une DSC (Calorimétrie Différentielle à Balayage) montrant une R-phase.	21
1.17	Manchon d'accouplement en AMF.	23
1.18	Principe de fonctionnement d'une valve coupe gaz.	23
1.19	Réduction de fracture à l'aide d'agrafes en AMF.	25
1.20	Principe de fonctionnement des stents.	25

1.21	Utilisation d'une lime en Nickel-Titane en endodontie.	25
2.1	Eprouvette de traction avec une fissure elliptique centrée et la distribution de contraintes en pointe de fissure associée.	30
2.2	Repère et paramétrage de l'éprouvette entaillée.	32
2.3	Comparaison de la nocivité d'une entaille simple et d'une entaille anguleuse sur une éprouvette en traction uni-axiale.	33
2.4	Les trois modes élémentaires de rupture.	34
2.5	Représentation schématique de l'incidence de l'épaisseur d'une plaque sur le facteur critique d'intensité de contraintes(Pommier, 2012)[8].	38
2.6	Schématisation des classes de comportement à la rupture usuels (Besson, 2012)[9]	41
2.7	Faciès de rupture fragile intragranulaire au MEB (Verdu, 2012)[10].	43
2.8	Faciès de rupture fragile intergranulaire au MEB (Verdu, 2012)[10].	45
2.9	Faciès de rupture ductile caractérisés par la présence de cupules au MEB (Verdu, 2012)[10].	46
2.10	Faciès de rupture présentant plusieurs types différents de ruptures localisés au MEB (Verdu, 2012)[10].	46
2.11	Cartographies des champs de déformation pour un chargement fixé. (a) Déformation longitudinale ϵ_{yy} . (b) Déformation transversale ϵ_{xx}	48
2.12	Observations au MEB de la surface d'une éprouvette au cours du chargement. (a) Plaquettes de martensite. (b) Initiation des fissures aux interfaces martensite/martensite. (c) Initiation de fissure aux joints de grain. (d) Propagation des fissures.	49
2.13	Observation au microscope métallurgique de l'apparition de variantes de martensite (indiquées par les flèches) au cours du chargement (de (a) à (c)) en traction d'une éprouvette entaillée.	50
2.14	Initiation d'une fissure intragranulaire à la pointe d'une entaille au cours d'un chargement mécanique.	51
2.15	Faciès d'éprouvettes de NiTi menées jusqu'à la rupture avec clivage et déchirement ductile. (a) x500. (b) x700.	52
2.16	Cartographies du champ de déformation longitudinale ϵ_{yy} en mode I à différents stades de chargement (de (a) à (c)).	53
2.17	Faciès de rupture d'éprouvettes avec différents types d'entailles. (a) Entaille semi circulaire de rayon 1 mm. (b) Entaille en V de rayon 1 mm. (c) Entaille infiniment aiguë. (d) Entaille semi-circulaire de rayon 0.5 mm.	54
2.18	Schéma de principe du mécanisme de transformation de phase se déroulant au voisinage de la pointe de fissure. (3) Région complètement austénitique. (2) Région en cours de transformation. (1) Région dite saturée en martensite.	55
2.19	Contours des isovaleurs de fraction de martensite transformée en pointe de fissure avec une longueur de fissure de 1 mm (modèle 2) et de 2 mm (modèle 3), toutes deux avec un rayon de fissure de 2 mm.	56
2.20	Distribution des contraintes quand la déformation plastique équivalente en pointe de fissure vaut 0.1 pour une éprouvette avec un rayon de fissure de 0.002 mm (a) et 0.125 mm (b).	57

2.21	Distribution de la fraction de martensite transformée en contraintes planes (a) et en déformations planes (b) pour le même chargement appliqué. . . .	58
3.1	Schéma du repère de référence en pointe de fissure.	62
3.2	Schéma d'un comportement elasto-plastique.	64
3.3	Surfaces de début de transformation d'un CuAlBe : la première expérimentale, la deuxième issue du critère plastique de von Mises, identifiée comme $\bar{\sigma} = cte$ et la troisième, identifiée comme $\bar{\sigma}g(y_{\sigma}) = cte$ est issue d'un critère avec fonction de correction. Il y a une très bonne corrélation entre la surface corrigée et les points expérimentaux.(Bouvet et al., 2004)[11]. . . .	66
3.4	Prédiction de la surface de transformation pour le Mode I en contraintes planes.	72
3.5	Prédiction de la surface de transformation pour le Mode I en déformations planes.	72
3.6	Prédiction de la surface de transformation pour le Mode II en contraintes planes.	75
3.7	Prédiction de la surface de transformation pour le Mode II en déformations planes.	75
3.8	Prédiction de la surface de transformation pour le Mode III.	77
3.9	Représentation schématique du mode mixte I+II.	78
3.10	Prédiction de la surface de transformation pour le mode mixte I+II incliné à 30° en contraintes planes.	81
3.11	Prédiction de la surface de transformation pour le mode mixte I+II incliné à 30° en déformations planes.	81
3.12	Prédiction de la surface de transformation pour le mode mixte I+II incliné à 60° en contraintes planes.	83
3.13	Prédiction de la surface de transformation pour le mode mixte I+II incliné à 60° en déformations planes.	83
3.14	Représentation schématique de l'éprouvette avec rayon de fissure.	84
3.15	Comparaison des prédictions des surfaces de transformation avec les deux formulations (avec et sans rayon de fissure).	91
3.16	Prédiction de la surface de transformation pour un rayon de fissure de 0,2 mm.	92
3.17	Prédiction de la surface de transformation pour un rayon de fissure de 0,5 mm.	92
3.18	Prédiction de la surface de transformation pour un rayon de fissure de 2 mm.	93
3.19	Prédiction de la surface de transformation pour une valeur du paramètre b de dissymétrie nulle.	95
3.20	Prédiction de la surface de transformation pour une valeur du paramètre b de dissymétrie de 0,0625.	95
3.21	Prédiction de la surface de transformation pour une valeur du paramètre b de dissymétrie de 0,125.	96
4.1	Eprouvette revêtue d'un mouchetis qui présentent des niveaux de gris aléatoires.	102

4.2	Définition de la région d'étude sur l'image initiale.	103
4.3	Définition de la grille virtuelle.	103
4.4	Définition des imagerie.	104
4.5	Corrélation entre l'image initiale (à gauche) et l'image finale (à droite) : appariement de l'imagerie centrée en A.	104
4.6	DSC du Niti équiatomique.	108
4.7	Spectre énergétique issu de l'analyse par EDS.	109
4.8	Microscopie de la surface de l'échantillon.	109
4.9	Essai de traction piloté avec $\dot{\epsilon} = 10^{-4}s^{-1}$	111
4.10	Essai de traction piloté avec $\dot{u} = 10^{-2}mm.s^{-1}$	112
4.11	Champ thermique qualitatif pendant un essai de traction uni-axiale per- pendiculaire à la direction de laminage.	112
4.12	Modélisation schématique de la courbe contrainte/déformation associée à la propagation des bandes de Lüders (Louche, 2009)[12].	113
4.13	Effet du cyclage sur un essai de traction à $\dot{\epsilon} = 10^{-4}s^{-1}$	114
4.14	Comparaison d'essais de traction pilotés avec différentes vitesses de défor- mation.	114
4.15	Essais de traction uni-axiaux d'orientation différente : influence de la di- rection de laminage.	116
4.16	Identification des paramètres sur une courbe de traction.	116
4.17	Dimensions en mm des éprouvettes de rupture, ici avec un rayon en pointe de fissure de 0.5 mm.	117
4.18	Schéma théorique d'après le Handbook de (Murakami, 1987)[13] des essais en mode I.	118
4.19	Schéma de principe de l'acquisition.	119
4.20	Dispositif expérimental (Annecy).	120
4.21	Evolution de la charge à la rupture en fonction du rayon de fissure (essais réalisés à $0.02 mm.s^{-1}$).	122
4.22	Evolution de la charge appliquée en fonction du déplacement pour $\rho = 1$ mm.	123
4.23	Modélisation analytique de la surface de transformation avec ou sans pa- ramètre de dissymétrie.	123
4.24	(a) Champ de déformation e_{yy} pour $\sigma = 150$ MPa. (b) Champ de déforma- tion e_{yy} pour $\sigma = 211$ MPa. (c) Champ de déformation e_{yy} pour $\sigma = 271$ MPa. (d) Champ de déformation e_{yy} pour $\sigma = 296$ MPa. (e) Champ de déformation e_{yy} pour $\sigma = 342$ MPa. Les images représentent des vignettes d'environ 3 mm de côté (Rappel 1 pixel mesure environ 0.06 mm).	124
4.25	Zone de transformation expérimentale à $\sigma = 189 MPa$ pour un rayon de 0.25 mm (gauche) et un rayon de 1 mm (droite).	126
4.26	Zone de transformation expérimentale à $\sigma = 214 MPa$ pour un rayon de 0.25 mm (gauche) et un rayon de 1 mm (droite).	126
4.27	Zone de transformation expérimentale à $\sigma = 252 MPa$ pour un rayon de 0.25 mm (gauche) et un rayon de 1 mm (droite).	127
4.28	Zone de transformation expérimentale à $\sigma = 285 MPa$ pour un rayon de 0.25 mm (gauche) juste avant la rupture, et un rayon de 1 mm (droite). . .	127

4.29	Zone de transformation expérimentale pour un rayon de 1 mm pour $\sigma = 327 \text{ MPa}$ (gauche) et à la rupture à $\sigma = 342 \text{ MPa}$ (droite).	127
4.30	Représentation des dimensions de la zone de transformation : H pour hauteur et L pour largeur.	128
4.31	Prédiction analytique à $\sigma = 189 \text{ MPa}$	129
4.32	Prédiction analytique à $\sigma = 214 \text{ MPa}$	129
4.33	Prédiction analytique à $\sigma = 252 \text{ MPa}$	130
4.34	Prédiction analytique à $\sigma = 285 \text{ MPa}$	130
4.35	Prédiction analytique à $\sigma = 327 \text{ MPa}$	131
4.36	Prédiction analytique à $\sigma = 342 \text{ MPa}$	131
4.37	Evolution de la hauteur de la zone transformation : comparaison des résultats expérimentaux et théoriques.	132
4.38	Evolution de la largeur de la zone transformation : comparaison des résultats expérimentaux et théoriques.	132
4.39	Evolution de l'écart de la prédiction théorique par rapport à l'expérimental.	133
4.40	Sensibilité du paramètre σ_C sur la hauteur de la zone analytique de transformation.	134
4.41	Image Faciès de l'éprouvette avec un rayon de fissure de 0.25 mm avec différents grossissements (a) x19, (b) x 220, (c) x 2500 et (d) x 2500.	135
4.42	Image Faciès de l'éprouvette avec un rayon de fissure de 1 mm avec différents grossissements (a) x12, (b) x 350, (c) x 2500, (d) x 2500, (e) x65 et (f) x2500.	137
4.43	Evolution au cours du chargement, du champ de température de l'éprouvette avec un rayon de fissure de 0.25 mm. (a) $\sigma = 0 \text{ MPa}$. (b) $\sigma = 214 \text{ MPa}$. (c) $\sigma = 252 \text{ MPa}$. (d) $\sigma = 272.5 \text{ MPa}$. (e) $\sigma = 282 \text{ MPa}$. (f) $\sigma = 287 \text{ MPa}$ juste avant la rupture de l'éprouvette.	138
4.44	Evolution au cours du chargement, du champ de température de l'éprouvette avec un rayon de fissure de 1 mm. (a) $\sigma = 0 \text{ MPa}$. (b) $\sigma = 214 \text{ MPa}$. (c) $\sigma = 252 \text{ MPa}$. (d) $\sigma = 272 \text{ MPa}$. (e) $\sigma = 287 \text{ MPa}$. (f) $\sigma = 305.5 \text{ MPa}$. (g) $\sigma = 327 \text{ MPa}$. (h) $\sigma = 342 \text{ MPa}$ juste avant la rupture de l'éprouvette.	139
4.45	Définitions des aires d'étude. L'aire 4 : région éloignée de la zone de transformation, l'aire 5 : région de contrôle de la température ambiante et l'aire 3 : voisinage immédiat de la pointe de fissure.	140
4.46	Evolution des températures des aires d'étude au cours du temps.	141
5.1	Carte des mécanismes de déformation des métaux en fonction de la contrainte relative $\frac{\sigma}{G}$ et de la température relative $\frac{T}{T_m}$. (1) Déformation plastique ou viscoélastique par glissement de dislocations. (2) Fluage par montée des dislocations. (3) Fluage par diffusion (d'après Ashby, Jones, 1980). Tiré de (Mercier et al., 1999)[14]	144

Liste des tableaux

2.1	Valeurs de tenacité pour différents matériaux.	38
3.1	Bilan d'essais de rupture réalisés dans des conditions identiques.	94
4.1	Paramètres matériaux identifiés sur les essais de traction.	117
4.2	Tableau résumant les essais en fonction des paramètres testés.	121
4.3	Evolution de la charge à la rupture à vitesse constante (essais à $2.10^{-2}mm.s^{-1}$).121	
4.4	Paramètres matériaux identifiés sur les essais de traction.	122

Liste des abréviations

Pour des raisons de lisibilité, la signification d'une abréviation ou d'un acronyme n'est souvent rappelée qu'à sa première apparition dans le texte d'un chapitre. Par ailleurs, puisque nous utilisons toujours l'abréviation la plus usuelle, il est fréquent que ce soit le terme anglais qui soit employé, auquel cas nous présentons une traduction.

AMF	Alliages à Mémoire de Forme	
NiTi	Nickel Titane	
DSC	Differential Scanning Calorimetry	Calorimétrie Différentielle à Balayage
MEB	Microscope électronique à balayage	
CCD	Charge Coupled Device	Dispositif à Transfert de Charge
CTM	Cristallographic Theory of Martensite	Théorie Cristallographique de la Martensite
EBSD	Electron Back Scatter Diffraction	Diffraction d'Electrons Rétrodiffusés
CTS	Compact Tension Specimen	Echantillon à Tension Compacte
IR	Infrarouge	
PID	Proportionnel Intégral Dérivé	
LED	Luminescent Electro Diode	Diode Electro Luminescente
DIC	Digital Image Correlation	Corrélation d'Images

Liste des notations

Nous avons regroupé ci-dessous les principales notations employées dans les différents chapitres du document. Dans la mesure du possible, nous avons tenté de conserver les mêmes notations d'un chapitre à l'autre. Nous présentons tout d'abord une liste générale puis des listes relatives aux différents chapitres. On notera que seules les notations qui diffèrent de celles précédemment définies seront données dans ces listes. Enfin, certaines notations, apparaissant uniquement de manière ponctuelle, ont été omises.

Notations générales

Soit a et b , deux tenseurs symétriques d'ordre deux.

1 devient alors le tenseur identité

L'opérateur trace appliqué au tenseur a s'écrit $Tr(a)$

L'opérateur déterminant appliqué au tenseur a s'écrit $Det(a)$

L'opérateur de produit scalaire appliqué aux tenseurs a et b s'écrit et est égal à :

$$a : b = Tr(a^T b) \quad (1)$$

S_a le déviateur de a s'écrit :

$$S_a = a - \frac{1}{3}Tr(a)1 \quad (2)$$

L'opérateur norme appliqué au tenseur a est défini par :

$$|a| = \sqrt{Tr(a^T a)} \quad (3)$$

Chapitre 1

M_s^0	Température de début de la formation de la martensite
M_f^0	Température de fin de transformation de la martensite
A_s^0	Température de début de la formation de l'austénite
A_f^0	Température de fin de transformation de l'austénite
σ_S^{AM}	Contrainte de début de transformation directe
σ_F^{AM}	Contrainte de fin de transformation directe
σ_S^{MA}	Contrainte de début de transformation inverse
σ_F^{MA}	Contrainte de fin de transformation inverse
$\Delta\sigma_{HYST}$	Largeur de l'hystérésis en contrainte
σ_C	Contrainte de début de transformation

Chapitre 2

$\sigma(M)$	Dimension de l'espace euclidien
σ^∞	Contrainte appliquée en champs lointain
a	Grand axe du trou elliptique
b	Petit axe du trou elliptique
σ_{MAX}	Contrainte maximale dans l'éprouvette
K_t	Facteur de concentration de contraintes
ρ	Rayon de courbure en extrémité du grand axe
σ_{ij}	Contrainte de mode élémentaire
f_{ij}	Fonction dépendant du mode élémentaire de fissuration
r	Rayon, paramètre du repère cylindrique sur l'éprouvette
θ	Angle, paramètre du repère cylindrique sur l'éprouvette
K	Facteur d'intensité de contrainte
W	Energie élastique
e	Epaisseur de l'éprouvette
ϕ	Angle d'ouverture de la fissure
K_I	Facteur d'intensité de contraintes du mode I
K_{II}	Facteur d'intensité de contraintes du mode II
K_{III}	Facteur d'intensité de contraintes du mode III
β	Paramètres différenciant Contraintes Planes ou Déformations Planes
κ_0	Paramètres différenciant Contraintes Planes ou Déformations Planes
ν	Coefficient de Poisson
λ	Fonction sans dimension de correction de la géométrie de l'éprouvette
K_C	Facteur critique d'intensité de contraintes
σ_C	Contrainte critique pour la propagation de fissure
K_{IC}	Tenacité du matériau (facteur critique d'intensité de contraintes en mode I)

Chapitre 3

a	Longueur de l'entaille rectiligne de l'éprouvette
r	Première coordonnée cylindrique dont l'origine du repère est la pointe de fissure
θ	Deuxième coordonnée cylindrique dont l'origine du repère est la pointe de fissure
σ_{ij}	Contrainte au voisinage de la fissure
Ω	Le mode de chargement ($\Omega=I, II, III$)
K_{Ω}	Facteur d'intensité de contraintes pour différents modes de chargement Ω
$q_{\Omega ij}$	Fonction qui dépend du mode de chargement Ω
$K_{\Omega C}$	Facteur critique d'intensité de contraintes pour différents modes de chargement
σ	Tenseur des contraintes
S_{σ}	Le déviateur des contraintes
F	La fonction critère
σ_y	Limite d'élasticité
$\bar{\sigma}$	Contrainte équivalente de von Mises
$\sigma_C(T)$	La contrainte de début de transformation
σ_{eq}	Contrainte équivalente
y_{σ}	Invariant de Lode
f	Fonction de correction
a	Paramètre de dissymétrie traction/compression de la fonction de correction de Bouvet
b	Paramètre de dissymétrie traction/compression de la fonction de correction affine
σ_{Ω}	Tenseur des contraintes du mode Ω
χ_{Ω}	Fonction dépendante de r pour exprimer σ_{Ω}
q_{Ω}	Fonction dépendante de θ pour exprimer σ_{Ω}
κ	Une constante
β	Paramètre distinguant le cas contraintes et déformations planes
L_{AMF}	Constante de la fonction polaire $r(\theta)$
$R(\theta)$	Fonction permettant d'exprimer $r(\theta)$
$r_L(\theta)$	Fonction adimensionnelle de $r(\theta)$
γ	Angle de la fissure avec la verticale
k_I	Fonction de forme pour le mode mixte I+II
k_{II}	Fonction de forme pour le mode mixte I+II
W	Largeur de l'éprouvette
$g\left(\frac{a}{W}\right)$	Fonction de forme pour une fissure dans une éprouvette entaillée
K_C	Facteur critique d'intensité de contraintes
ρ	Rayon de courbure en pointe de fissure
ξ	Coefficient permettant de simplifier l'expression de la contrainte de von Mises
α	Coefficient permettant de simplifier l'expression de la contrainte de von Mises
δ	Coefficient permettant de simplifier l'expression de la contrainte de von Mises
ϕ	Coefficient permettant de simplifier l'expression de la contrainte de von Mises
$P(r)$	Polynôme à résoudre
σ_0	Contrainte appliquée sur l'éprouvette
$\sigma_{rupture}$	Contrainte mesurée à la rupture
λ	Symboles introduits pour simplifier l'expression de $\det(S_{\sigma})$
Λ	Symboles introduits pour simplifier l'expression de $\det(S_{\sigma})$

Chapitre 4

C	Coefficient de corrélation
$f(X_i, Y_i)$	Fonction décrivant la répartition de niveau de gris
$g(x_i, y_i)$	Fonction décrivant la répartition de niveau de gris
ϵ	Emissivité spectrale d'un corps chaud
α	Absorption du rayonnement
τ	Transmission du rayonnement
ρ	Réflexion du rayonnement
λ	La longueur d'onde du rayonnement
t_{0MEC}	Temps de départ de lancement de l'essai
f_{MEC}	Fréquence d'acquisition de la mesure de champs mécaniques
t_{0CCD}	Temps de départ de la mesure de champs mécaniques

Chapitre 5

σ	Contrainte dans le matériau
G	Module de cisaillement
T	Température
T_f ou T_m	Température de fusion du matériau
R_m	Contrainte maximale admissible
R_e	Contrainte de limite d'élasticité

Introduction

La défaillance des matériaux est en général indésirable, entraînant le plus souvent, des dégâts matériels irréversibles voire des préjudices physiques graves. Ces défaillances ont un coût substantiel mais aussi un impact psychologique plus ou moins fort en fonction du degré de gravité associée à la défaillance. Tous les secteurs de l'activité industrielle sont concernés par les questions de durabilité de pièces ou de systèmes, qu'ils soient mécaniques ou non (géologie, traumatologie, électronique...).

Les préoccupations sociétales de sûreté, de fiabilité et de développement durable accroissent les besoins scientifiques et techniques en matière de dimensionnement des structures et de prédiction de leur comportement à la rupture. Aussi, limiter les dommages et la fissuration en service est un enjeu de taille pour les industriels notamment dans le domaine du transport (aérien, terrestre ou maritime, oléoducs/gazoducs) ou pour les concepteurs de divers ouvrages de génie civil ou d'installations (nucléaire ou de défense).

Au début de l'ère industrielle, lors du dimensionnement des structures, l'étude des mécanismes de rupture avait introduit l'utilisation de 'coefficients de sécurité' dont la valeur était issue d'approches empiriques, afin de se prémunir de l'effet nocif des défauts responsables des ruptures de pièces, défauts qui restaient très difficiles à caractériser. Peu à peu, la théorie de la mécanique de la rupture s'est développée avec notamment les travaux de Griffith (1920), Irwin (1956) et Rice (1968). L'avènement des méthodes numériques et techniques expérimentales a offert la possibilité d'évaluer plus finement l'impact des défauts sur l'état de contraintes local. Aujourd'hui, les techniques de contrôles non destructifs (ultrasons, émission acoustique, radiographie, thermographie...) permettent de contrôler et d'agir sur les conditions de développement des fissures dans les composants industriels. La prévention et la réduction des risques de défaillance des systèmes restent donc encore un axe majeur de recherche et de développement.

Cet axe de recherche est un domaine particulièrement récent quand il s'agit des matériaux à mémoire de forme. Hormis quelques exceptions, les premières études s'intéressant à la rupture de ces alliages, remontent à une dizaine d'années. Ces alliages à mémoire de forme se distinguent des alliages métalliques dits 'classiques' par une déformation réversible plus importante (plusieurs pourcents), et c'est cette propriété qui fait de ces alliages des alliés de choix pour des applications biomédicales ou d'ingénierie comme par exemple des actionneurs. Les déformations importantes obtenues sont attribuées à une transformation de phase dont ils sont le siège sous une sollicitation thermique ou mécanique. De nombreuses

études se sont intéressées à modéliser les propriétés thermomécaniques de ces alliages et des mécanismes de transformation de phase. Mais leur comportement à la rupture reste encore aujourd'hui un champ d'investigation très ouvert.

Dans ce contexte de prévention des défaillances, d'évaluation et d'amélioration des durées de vie des structures, la compréhension et la prédiction du comportement à la rupture des alliages à mémoire de forme sont une nécessité pour leur intégration pérenne et leur utilisation plus large.

Ce projet de thèse propose de s'interroger sur le comportement à la rupture des alliages à mémoire de forme en particulier celui du Nickel-Titane, beaucoup employé pour la fabrication d'objets biomédicaux. Ces travaux se sont attachés à la compréhension et à la quantification du phénomène de localisation en pointe de fissure lié à la transformation martensitique induite sous contrainte. L'étude a conduit au développement d'un modèle analytique pour prédire la forme et la taille de la zone de début de transformation. Pour valider ce modèle, une investigation expérimentale par mesures de champs cinématiques et de température a été mise en œuvre sur des éprouvettes fissurées. Ce mémoire s'articule ainsi autour de cinq chapitres.

Le premier chapitre est consacré à la description de quelques généralités sur les alliages à mémoire de forme, en particulier, les phénomènes de transformation martensitique, qui confèrent des propriétés remarquables à ces alliages : pseudoélasticité, effet mémoire simple et double sens, effet caoutchoutique et amortissant. Un intérêt particulier est porté aux caractéristiques du comportement pseudoélastique du matériau. Les deux principales familles d'alliages à mémoire de forme que sont les cuivreux et les Nickel-Titane seront présentées avec quelques exemples d'applications industrielles.

Après des rappels sur la mécanique linéaire élastique de la rupture qui sert à la définition de la singularité du champ de contraintes en pointe de fissure du modèle analytique (développé au troisième chapitre), le deuxième chapitre fait le point sur les connaissances actuelles du point de vue expérimental et théorique. Les investigations expérimentales se sont intéressées à la propagation des fissures en fatigue avant de s'attacher à l'observation et à la compréhension du mécanisme de transformation de phase, qui a lieu à la pointe de la fissure. Sur le plan théorique, deux approches sont classiquement utilisées : des modèles analytiques et des modélisations éléments finis s'appuyant sur des codes de calculs industriels commercialisés. Les modèles analytiques disponibles s'attachent le plus souvent à la description du phénomène d'extension de la transformation de phase dans la direction de la fissure.

L'objet du troisième chapitre est la prédiction analytique de la forme et de la taille de la zone de transformation de phase directe, qui se déroule à proximité de la pointe de fissure au cours du chargement. La formulation d'un critère basé sur une contrainte équivalente de début de transformation permet de proposer une zone théorique de transformation de l'austénite vers la martensite. Ce modèle analytique repose en partie sur la mécanique linéaire élastique de la rupture et prend en compte l'aspect dissymétrique du compor-

tement en traction/compression des alliages à mémoire de forme. Le modèle analytique est d'abord développé avec une fissure infiniment aiguë, c'est-à-dire sans rayon de courbure à la pointe de la fissure, pour les modes classiques de la mécanique de la rupture. Il fait par ailleurs l'objet d'une extension avec l'introduction du paramètre géométrique de rayon de courbure en pointe de fissure pour le cas du mode I, appelé mode d'ouverture.

Dans une perspective de validation de modèle et au sein du quatrième chapitre, des mesures simultanées de champs cinématiques par la technique de corrélation d'images, et de champs de température par thermographie infrarouge ont été mises en œuvre au département de Mécanique Appliquée de Besançon. Le dispositif expérimental permet, lors de la réalisation d'essais de rupture en mode I, d'obtenir les cartographies des champs cinématiques et de température. Avec un logiciel de corrélation d'images, il est alors possible de détecter et de suivre la zone de transformation de phase au voisinage de la pointe de fissure. La corrélation de ces résultats avec les prédictions analytiques permet d'apporter un éclairage sur la taille et la forme des phénomènes à la rupture des alliages à mémoire de forme.

Le cinquième chapitre constitue un aparté à l'étude de la rupture des alliages à mémoire de forme. Il s'intéresse à la déformation viscoplastique du Nickel-Titane équiatomique à haute température. Considérant les mécanismes de diffusion possibles, cette étude a pour but d'établir le choix d'un coefficient de diffusion représentatif du comportement en fluage haute température du NiTi équiatomique.

Une conclusion générale est ensuite proposée, qui synthétise les résultats et proposent des perspectives pour la poursuite de ces travaux. Une bibliographie et des annexes complètent enfin le manuscrit.

Chapitre 1

Généralités sur les alliages à mémoire de forme

Certains matériaux présentent des comportements thermomécaniques originaux. Quand un alliage usuel tel que l'acier est soumis à une contrainte supérieure à sa limite d'élasticité, il subit une déformation plastique irréversible. Un alliage à mémoire de forme dispose d'une capacité tout à fait intéressante : il peut apparemment se déformer plastiquement de 5 à 8% pour recouvrir ensuite sa forme initiale sans la moindre trace de déformation permanente, soit par chauffage soit par un relâchement de la sollicitation mécanique. Cette qualité a donné son nom à ces alliages dits à 'mémoire de forme', notés AMF par la suite. Ce phénomène est associé à une transformation réversible de la microstructure à l'état solide. La transformation de phase consiste à modifier les mailles du cristal en configuration martensitique. Elle octroie à l'alliage à mémoire de forme deux mécanismes selon sa configuration au repos :

- soit la réorientation des plaquettes de martensite correspondant à une pseudoplasticité,
- soit une transformation réversible de la phase austénite en martensite correspondant à une pseudoélasticité.

Cette transformation de phase confère au métal de nombreuses propriétés thermo-élastiques inhabituelles.

1.1 Les caractéristiques des alliages à mémoire de forme

1.1.1 La transformation de phase martensitique

Le terme transformation martensitique désigne à l'origine la transformation de phase ayant lieu dans les aciers lors de la trempe : l'austénite formée à haute température pendant un palier thermique se transforme en martensite lors d'un refroidissement rapide. Par extension, les mécanismes de changements de phase au sein de certains alliages ont été qualifiés de transformation de phase martensitique. Par la suite, la phase mère, stable à haute température a été baptisée austénite et la phase fille issue de cette transformation, métastable à basse température appelée martensite. La transformation de phase est dite directe s'il s'agit d'une transformation austénite vers martensite ou inverse dans le cas contraire.

La transformation martensitique au sein d'un AMF présente différentes caractéristiques :

- Elle est sans diffusion et donc la transformation martensitique est quasiment instantanée et sans modification de la composition chimique.
- Elle est displacive du premier ordre (par opposition à une transformation par diffusion d'atomes sur de grandes distances) c'est-à-dire qu'elle met en jeu un déplacement collectif et coopératif des atomes sur de faibles distances (de l'ordre du dixième de la distance inter-atomique).
- Elle présente une déformation homogène du réseau cristallin (déformation dite de Bain), qui conduit à un changement de forme macroscopique.
- La déformation du réseau cristallin est essentiellement déviatorique (par opposition à une déformation dilatométrique), d'où une faible variation de volume lors de la transformation. Cette déformation est constituée majoritairement par du cisaillement.

Les variables thermodynamiques externes qui régissent la transformation de phase sont la contrainte mécanique appliquée et la température. La morphologie de la martensite formée dépend beaucoup de la cause de la transformation.

1.1.2 Les caractéristiques de la phase martensitique

La formation de martensite quasi-instantanément (vitesse de l'ordre de la vitesse du son dans le métal) permet, à un état d'avancement donné, à la phase mère et à la phase fille de coexister. Lors de la transformation martensitique, le réseau cristallin se déforme par

cisaillement faisant apparaître des domaines de martensite (plaquettes) au sein de la phase mère, comme illustré par la figure 1.1. L'interface entre la martensite et l'austénite est appelée plan d'habitat ou d'accolement, qui est le plan de cisaillement de la martensite. Un certain nombre de domaines martensitiques peuvent apparaître et possèdent des plans d'habitats différents.

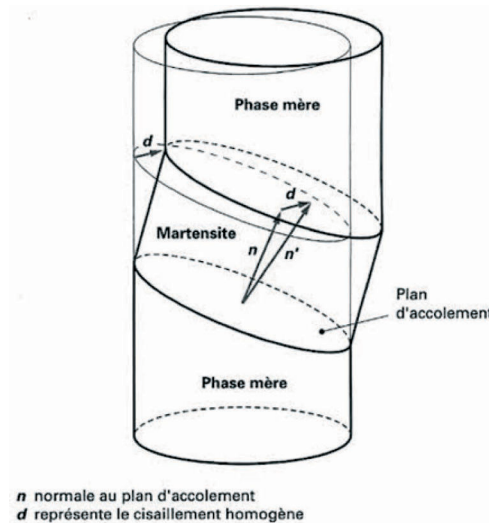


FIGURE 1.1 – Représentation schématique de l'apparition d'une plaquette de martensite dans un monocristal d'austénite (Techniques de l'Ingénieur)[1].

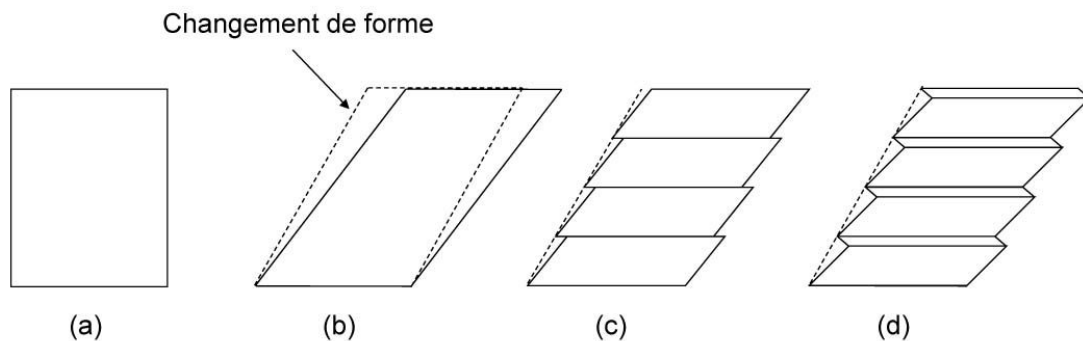


FIGURE 1.2 – Déformation du réseau, et cisaillement complémentaire par glissement ou mactage. (a) Réseau de l'austénite avant transformation. (b) Déformation de réseau due à la transformation. (c) Déformation à réseau invariant par glissement. (d) Déformation à réseau invariant par mactage. D'après le livre *Technologies des alliages à mémoire de forme* (Patoor & Berveiller, 1994)[2].

Il existe un phénomène de minimisation d'énergie à l'interface entre la martensite en formation et l'austénite encore présente au sein de l'alliage, et qui donne lieu à des configurations martensitiques (mailles cristallines) bien particulières.

Du fait de la symétrie cristalline de la phase mère (austénite), de multiples plans d'habitat peuvent coexister dans un monocristal d'austénite au cours de la transformation. L'ensemble des plaquettes de martensite ayant même plan d'habitat et même direction de cisaillement est appelé variante. Un paragraphe infra détaille le mécanisme lié aux variantes.

A cette déformation du réseau cristallin, il faut ajouter des déformations additionnelles à réseau invariant : glissement ou mâclage. Elles se localisent dans les domaines transformés et permettent de limiter l'énergie de déformation. La figure 1.2 illustre ces différents mécanismes.

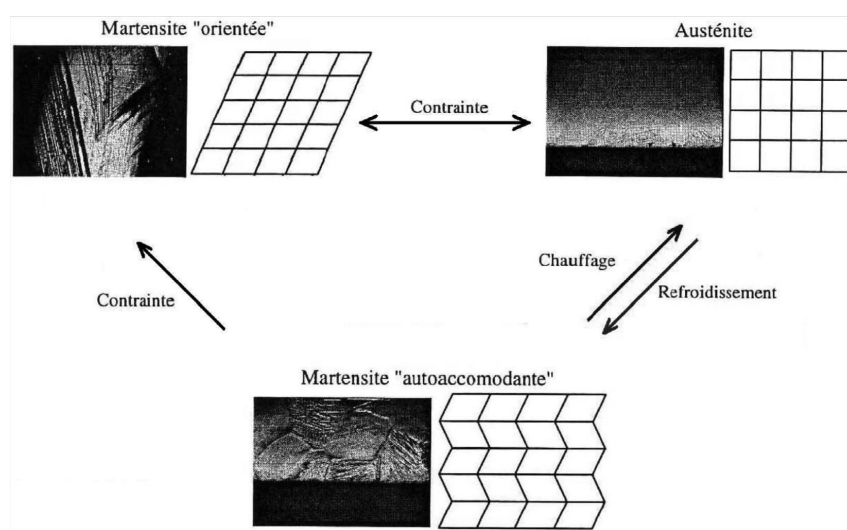


FIGURE 1.3 – Configurations des différents types de martensite : schémas et photographies (Rejzner, 2000)[3].

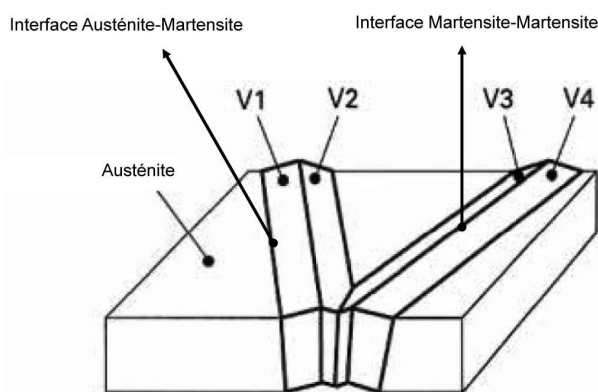


FIGURE 1.4 – Représentation de variantes de martensite auto-accommodante coexistant avec de l'austénite (Techniques de l'Ingénieur)[1].

1.1.2.1 La martensite induite thermiquement

Dans le cas où la transformation martensitique est induite par un chargement thermique, plusieurs variantes de martensite apparaissent. Les variantes sont équiprobables et les cisaillements se compensent, ce qui conduit à une déformation macroscopique nulle. La martensite obtenue est alors dite auto-accommodante comme illustrée figure 1.3. L'apparition de variantes induit la présence de nouvelles interfaces entre ces mêmes variantes, voir la figure 1.4. Sur la courbe présentée figure 1.5, quatre températures seuils dites 'de fonctionnement', propres à l'alliage, caractérisent sa transformation de phase induite thermiquement. Dans l'hypothèse d'un refroidissement d'un échantillon en AMF, initialement en phase purement austénitique :

- la température M_s^0 (Martensite Start) correspond au début de la formation de la martensite
- la température M_f^0 (Martensite Finish) correspond à la fin de transformation de la martensite.

Si le chauffage de l'échantillon en AMF commence à partir d'une température inférieure à M_f^0 , alors une transformation inverse (martensite vers austénite) sera possible et régie par :

- la température A_s^0 (Austenite Start) correspond au début de la formation de l'austénite
- la température A_f^0 (Austenite Finish) correspond à la fin de la formation de l'austénite.

La transformation de phase directe est exothermique alors que la transformation inverse est endothermique.

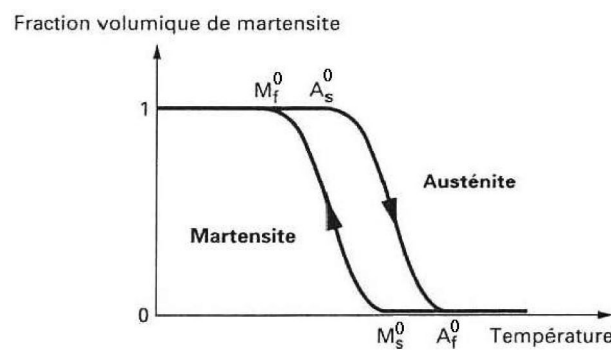


FIGURE 1.5 – Evolution de la fraction volumique en fonction de la température.

1.1.2.2 La martensite induite mécaniquement

La transformation martensitique peut être aussi initiée par un chargement mécanique. La martensite formée est alors différente de celle produite avec un chargement thermique.

Une contrainte mécanique peut entraîner la formation préférentielle de plaquettes de martensite. En effet, l'orientation de la contrainte favorise certaines variantes au détriment d'autres. La martensite est dite orientée et la déformation macroscopique non nulle comme l'illustre la figure 1.4. La martensite peut être monovariante ou polyvariante en fonction des modes et directions de sollicitations.

Tout comme l'AMF possède des températures de fonctionnement, il existe des contraintes mécaniques seuils entre lesquelles la transformation directe ou inverse est possible. La figure 1.6 montre ce caractère non symétrique des deux transformations directe et inverse :

- la contrainte de début de transformation directe σ_S^{AM}
- la contrainte de fin de transformation directe σ_F^{AM}
- la contrainte de début de transformation inverse σ_S^{MA}
- la contrainte de fin de transformation inverse σ_F^{MA}

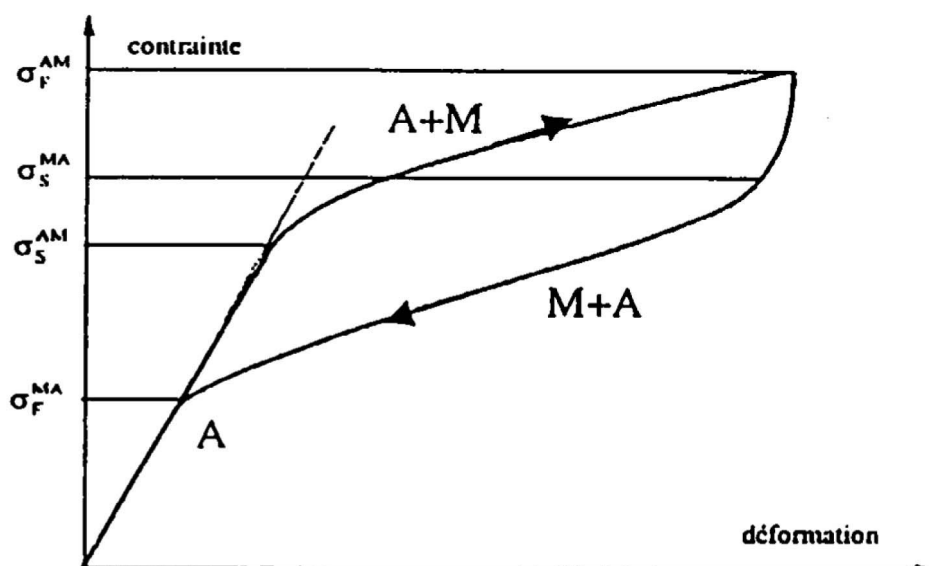


FIGURE 1.6 – Courbe contrainte-déformation dans le cas d'un polycristal soumis à une contrainte.

1.1.3 Propriétés thermomécaniques des AMF

La transformation martensitique confère à l'alliage certaines capacités qu'un matériau ordinaire (comportement élastoplastique) ne possède pas. Les deux variables : température et contrainte déterminent l'état dans lequel se trouve l'alliage. Les diagrammes d'état contrainte-température (pseudo-diagramme de Clapeyron) indiquent ces seuils thermomécaniques qui délimitent les domaines austénitique et martensitique comme le montre la figure 1.7

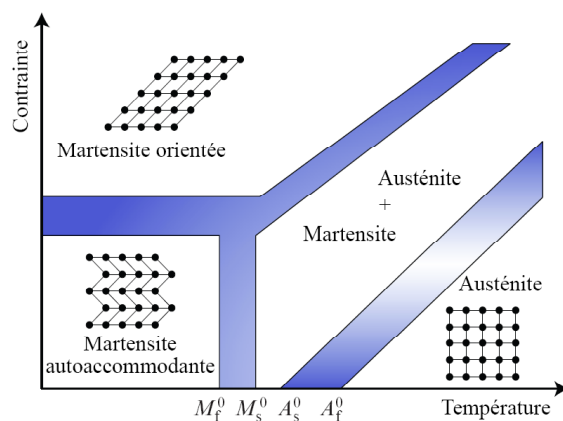


FIGURE 1.7 – Diagramme d'état schématisé en contrainte-température.

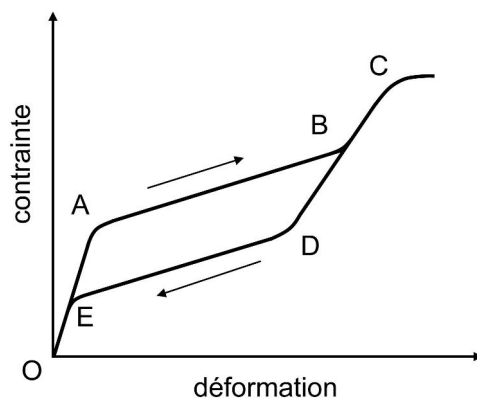


FIGURE 1.8 – Schéma de la courbe contrainte-déformation d'un AMF soumis à un essai uniaxial.

1.1.3.1 L'effet pseudo-élastique

La pseudo-élasticité est liée au fait que les AMF peuvent subir des déformations réversibles de plusieurs pourcents (de l'ordre de 3% pour un polycristal et jusqu'à 10% pour un

monocristal). A température constante et supérieure à A_f^0 , un échantillon complètement austénitique soumis à une charge uniaxiale puis une décharge présente un comportement hystérétique tel qu'il est illustré sur la figure 1.8.

- A la charge, entre O et A, la réponse du matériau correspond à l'élasticité de l'austénite,
- Entre A et B, la transformation martensitique s'amorce en A, point d'écoulement de la courbe de traction. L'augmentation de la contrainte entraîne et favorise la croissance de certaines variantes. La transformation martensitique se poursuit jusqu'en B, point où théoriquement l'échantillon est en état martensitique orienté (un polycristal n'atteint jamais les 100% de martensite),
- Entre B et C, la réponse du matériau correspond à l'élasticité de la martensite,
- Eventuellement, la limite d'élasticité de la martensite peut être dépassée au point C, des déformations plastiques (et donc irréversibles) apparaissent. Le retour à l'état initial (totalement austénitique) est alors impossible,
- En excluant le dépassement de la limite élastique de la martensite (point C), à la décharge, entre C et D, le comportement est toujours élastique dans l'état martensitique,
- Entre D et E, la transformation inverse commence au point D et se poursuit jusqu'au point E, point où le matériau est en état austénitique,
- Entre E et O, la réponse du matériau correspond à l'élasticité de l'austénite.

L'allure de cette courbe se retrouve avec un essai de traction simple sur un échantillon d'AMF initialement à l'état austénitique comme illustré sur la figure 4.13 au chapitre quatre. Les plateaux de transformation (direct entre A et B et inverse entre D et E) sont les 'lieux' de déformation (presque totalement réversible) de transformation de phase. Ces paliers permettent 'd'étirer' le comportement élastique de l'alliage sur une large bande de déformations retardant ainsi le comportement plastique délétère. Il se peut qu'une faible déformation résiduelle existe après la décharge comme illustré par (Taillard, 2006)[5] sur un NiTi. La transformation pseudo-élastique est dite réversible puisque les états cristallographiques sont récupérables par application ou relâchement de contraintes. En revanche, elle n'est pas adiabatique.

1.1.3.2 L'effet mémoire simple sens

Un échantillon d'AMF est refroidi à une température inférieure à M_f^0 . Il est constitué de martensite auto-accomodante (les variantes de martensite sont équiprobables) et sa forme macroscopique n'est pas modifiée. Cette configuration est notée a sur la figure 1.9. Cet

échantillon est ensuite soumis à une contrainte de traction simple entre les point a et b. Ce chargement provoque une réorientation des variantes de martensite (au point b) et une déformation macroscopique importante notée ε qui est la somme d'une déformation élastique ε_e et d'une déformation résiduelle ε_r liée aux mouvements des interfaces entre les variantes martensitiques. Au relâchement de la contrainte entre b et c, la déformation élastique est supprimée mais il subsiste cette déformation résiduelle due à la réorientation des variantes (au point c). Si cet échantillon est ensuite chauffé à une température supérieure à A_f^0 entre c et d, la transformation inverse a lieu : l'ensemble des plaquettes martensitiques orientées se transforment en austénite. L'échantillon recouvre un état non déformé (au point d). C'est l'effet simple sens.

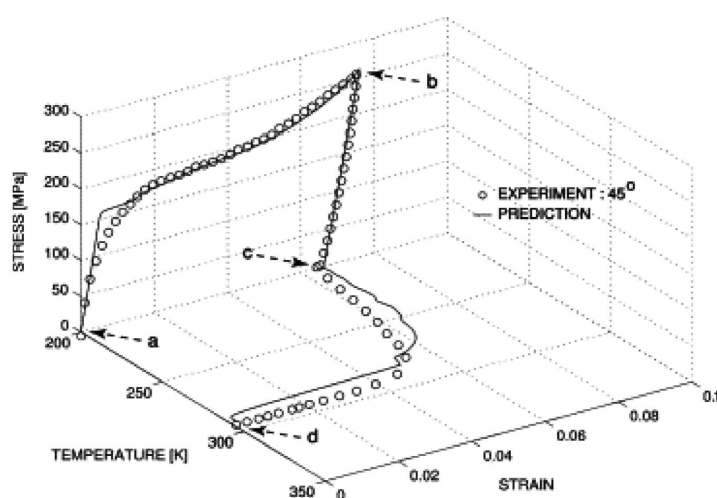


FIGURE 1.9 – Courbe expérimentale d'un NiTi caractérisant l'effet mémoire simple sens d'après (Thamburaja et al.,2005)[4].

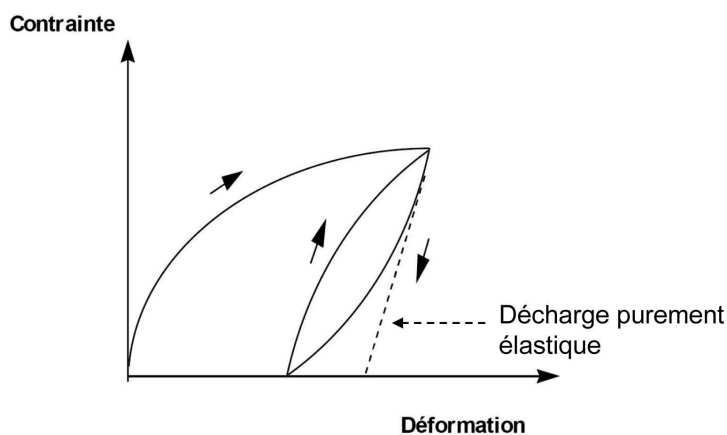


FIGURE 1.10 – Schéma de l'effet caoutchoutique.

1.1.3.3 L'effet caoutchoutique

A partir de l'état déformé précédent noté C (après le relâchement de la contrainte mais avant le chauffage), l'échantillon présente une partie de déformation macroscopique non réversible appelée déformation résiduelle ε_r . La déformation réversible qui est obtenue par l'application ultérieure d'une contrainte correspond à l'effet caoutchoutique. Sur la figure 1.10, la pente obtenue lors de cette charge est plus faible que celle d'un retour élastique : elle correspond au mouvement partiel réversible des interfaces. Cette réduction de rigidité apparente est appelée effet caoutchoutique.

1.1.3.4 L'effet mémoire double sens

L'effet mémoire double sens est la capacité d'un AMF, 'éduqué' par divers traitements thermomécaniques, à passer de manière réversible d'une forme basse température (martensite) à une forme haute température (austénite) sous l'effet de la température.

Au préalable, l'AMF doit subir des cycles soit en température à contrainte constante, soit en contrainte à température constante. Cette éducation introduit des défauts de structure (dislocations) qui créent des contraintes internes et favorisent l'orientation privilégiée de certaines variantes de martensite. Ainsi, l'échantillon est capable de passer de l'austénite à la martensite orientée et inversement, par la simple application d'un chargement thermique. Nul besoin ici de passer par l'intermédiaire d'une contrainte comme dans l'effet simple sens.

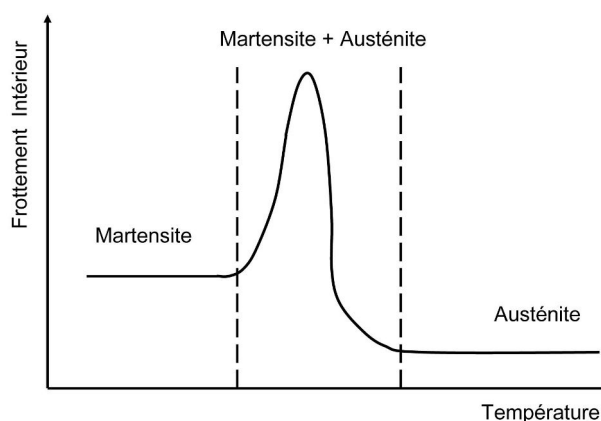


FIGURE 1.11 – Frottement intérieur d'un AMF en fonction de la température.

1.1.3.5 L'effet amortissant

La transformation martensitique présente un caractère dissipatif qui confère aux AMF des pouvoirs amortissants mécaniques intéressants. Cette propriété dépend des frottements intérieurs, qui dépendent eux-mêmes principalement de l'état cristallographique austénite/martensite) et du niveau de déformation. C'est durant la transformation de phase que les frottements sont les plus importants et ils résultent des mouvements des plans d'habitat comme l'illustre la figure 1.11. Cette propriété est utilisée pour amortir les vibrations mécaniques.

1.1.4 Aspects du comportement pseudo-élastique

La pseudo-élasticité présente un atout majeur pour les applications scientifiques : une grande déformation réversible. Le comportement pseudo-élastique peut être provoqué par une variation de température ou par l'application d'une contrainte. Dans le cas d'un refroidissement en-deçà de M_f^0 , l'état de la microstructure est sous la forme de martensite 'auto-accommodante'. Dans le cas d'un chargement mécanique, la transformation a lieu au-delà de la température à A_f^0 . Le comportement pseudo-élastique revêt différents aspects.

1.1.4.1 La dépendance avec l'orientation cristallographique

A partir d'un monocristal d'austénite cubique, les plaquettes de martensite induite thermiquement peuvent revêtir plusieurs orientations cristallines différentes. Par exemple, la martensite d'un NiTi est constituée d'une maille monoclinique qui présente 12 orientations différentes soit 12 variantes possibles pour la phase martensitique.

En revanche, la maille martensitique induite sous contrainte est fortement dépendante de la direction des sollicitations mécaniques. La Théorie Cristallographique de la transformation Martensitique (Ball & James, 1987)[15] permet de prédire la configuration de la microstructure : quelle est ou quelles sont les variantes qui apparaissent lors d'un chargement mécanique connu qui ne dépend pas du temps. Cet outil de prédiction suppose que la déformation élastique du réseau est négligeable devant la déformation de transformation, et repose sur un critère de minimisation d'énergie aux interfaces phase mère/phase fille.

Dans un polycristal, les grains qui sont relativement bien orientés par rapport aux directions des sollicitations mécaniques vont d'une part se transformer à des contraintes plus faibles que les grains mal orientés et d'autre part, activer certaines variantes qui accommodent bien le changement de forme. L'orientation des grains et des sollicitations mécaniques jouent ainsi un rôle majeur dans l'apparition et la sélection des variantes de martensite.

1.1.4.2 La déformation d'un monocristal/polycristal sous contrainte

En général, la déformation superélastique est maximale est obtenue sur un monocristal. Pour un monocristal, la déformation superélastique maximale (c'est-à-dire avant le domaine élastique de la martensite) peut atteindre 10% (Vivet, 1999)[16] contre quelques % pour un polycristal : 3 à 6% pour les CuZnAl et 8% pour les NiTi (Patoor & Berveiller, 1994)[2].

Dans un monocristal, les plaquettes de martensite peuvent se développer sur des distances équivalentes aux dimensions de l'éprouvette, ce qui n'est pas le cas dans un polycristal. Une seule variante est en général induite par la contrainte dans un monocristal et ainsi, la progression de la transformation s'apparente à un plateau de contrainte constante (voir figure 1.12).

Dans un polycristal, quand un grain 'bien orienté' présente les premières variantes de martensite, un champ de contraintes internes se crée dans les grains voisins pour accommoder cette déformation. Le champ de contraintes supplémentaire va perturber la transformation de phase, activant dans ces grains environnants des variantes plus ou moins distinctes.

L'orientation des variantes dans les grains est donc plus aléatoire, ce qui limite la déformation maximale que l'on peut obtenir. Par ailleurs, les joints de grains bloquent l'étendue des plaquettes de martensite. La poursuite de la transformation de phase nécessite alors des forces thermodynamiques plus importantes : un effet d'écrouissage est observé dans le cas des polycristaux comme la montre la figure 1.12.

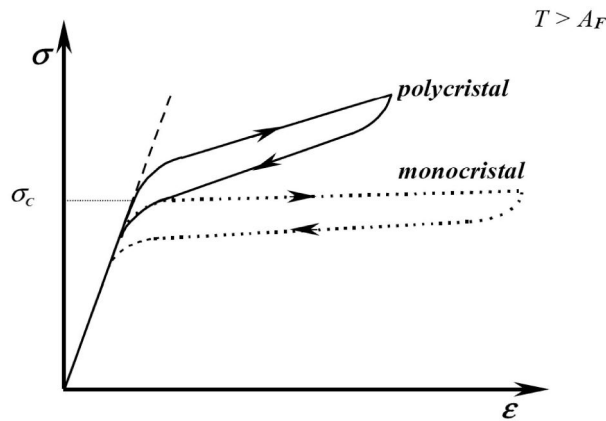


FIGURE 1.12 – Comportement superélastique d'éprouvettes mono (en pointillés) et polycristalline (trait continu).

1.1.4.3 La dissymétrie traction-compression

Sous l'hypothèse d'une sollicitation uniaxiale de tension, les réponses en contrainte déformation de l'AMF en traction et en compression ne sont pas symétriques (voir les figures 1.13 et 1.14), comme l'ont soulevé de nombreux auteurs comme (Vacher & L'excellent, 1990)[17] sur un CuZnAl ou (Orgéas & Favier, 1998)[6] sur des NiTi martensitiques ou pseudoélastiques.

Expérimentalement, cette dissymétrie se traduit par :

- Une contrainte de début de transformation σ_C plus élevée en compression qu'en traction (Orgéas & Favier, 1998)[6] et (Liu et al., 1998)[18]
- Une largeur de l'hystérésis en contrainte $\Delta\sigma_{HYST}$ plus élevée en compression qu'en traction (Orgéas & Favier, 1998)[6]
- Une pente de transformation plus forte en compression qu'en traction (Vacher, 1991)[19] et (Liu et al., 1998)[18]
- Inversement, une plage de déformation de transformation plus large en traction qu'en compression (Orgéas & Favier, 1998)[6]

Plus généralement, l'effet des chargements multiaxiaux et non proportionnels sur ces grandeurs caractéristiques a été étudié, notamment celui sur la contrainte de début de transformation martensitique. Par exemple, les travaux de (Bouvet, 2001)[20] sur un CuAlBe ou (Rejzner, 2000)[3] sur un NiTi mettent en évidence des surfaces de charge (délimitant le domaine élastique de l'austénite) non symétriques.

D'un point de vue physique, plusieurs auteurs se sont intéressés aux origines de cette dissymétrie en traction/compression. Dans (Patoor et al., 1995)[21], deux modèles micro-mécaniques révèlent que la dissymétrie en traction/compression est à relier à certains aspects cristallographiques. Les variantes observées en traction et en compression ne sont pas exactement identiques, tout comme l'orientation des grains dans un polycristal vis-à-vis du chargement.

Des essais, réalisés par (Liu et al., 1998)[18], en traction/compression monotones ou cyclés, effectués sur des polycristaux de NiTi à l'état initial de martensite accommodante, ont montré que, sur la courbe contrainte/déformation, le plateau de transformation à contrainte constante (observable en traction) était remplacé par une pente de transformation traduisant l'écrouissage du matériau sollicité en compression. Pour expliquer ce phénomène et en s'appuyant sur des observations au MEB, Liu et al. avancent que le processus de déformation pendant la traction est principalement lié à la migration des interfaces entre les variantes de martensite pendant la réorientation de ces dernières. Dans ce cas, aucune déformation plastique n'est observée. Alors que pour une sollicitation en

compression, ils observent la création et le mouvement d'un grand nombre de dislocations sans réorientation visible des interfaces entre les variantes de martensite.

Cette différence dans le mécanisme de déformation lors d'un comportement en traction/compression est aussi attestée pour des AMF dont l'état initial est complètement austénitique. Leurs travaux sur un NiTi isotrope ont confirmé que la dissymétrie est une caractéristique intrinsèque à la transformation de phase induite sous contrainte et que celle-ci est essentiellement causée par la déformation de mûlage.

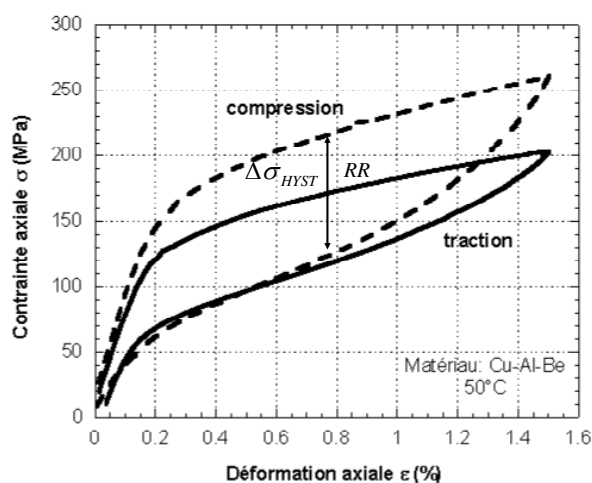


FIGURE 1.13 – Comportement pseudoélastique en traction et en compression d'un alliage de type Cu-Al-Be (Taillard, 2006)[5].

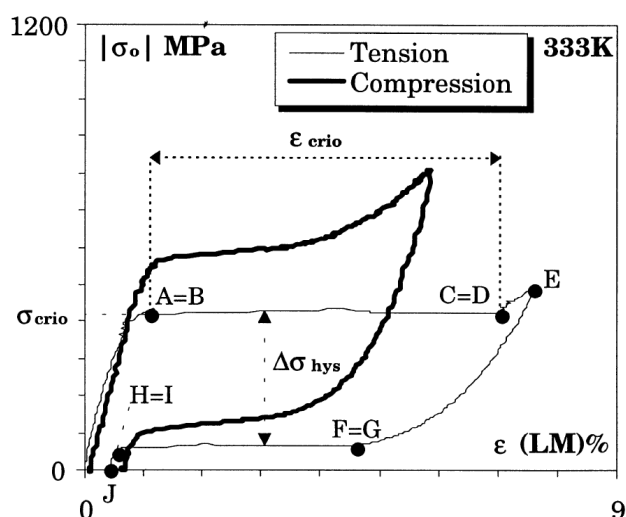


FIGURE 1.14 – Comportement pseudoélastique en traction et en compression d'un alliage de type NiTi (Orgéas & Favier, 1998)[6].

1.2 Les principaux AMF, spécialement le NiTi

Les propriétés des AMF dépendent de l'état chimique, structural et mécanique du matériau. A ce jour, deux grandes familles d'AMF sont utilisées à des fins commerciales : les Nickel-Titane (NiTi) et les cuivreux. Il existe aussi des AMF à base de fer et quelques AMF dits exotiques (par exemple le AuCd).

Deux paramètres sensibles conditionnent fortement les propriétés de l'AMF : la composition chimique et la transformation par mise en forme.

En effet, une variation de 0.1% du pourcentage de Nickel dans un NiTi équiatomique entraîne une variation de 15°C de la température de fonctionnement M_s^0 . De plus, les procédés de mise en forme (comme le laminage ou le tréfilage) et le travail à chaud ou à froid modifient la texture du matériau, influent sur les températures de fonctionnement et conditionnent ses propriétés mécaniques. Ainsi, les caractéristiques propres des AMF dépendent considérablement de ces contraintes de fabrication.

1.2.1 Les alliages cuivreux

Les principaux AMF à base de cuivre (Cu) sont de la forme : CuAl, CuZn, CuSn, CuAlMn, CuAlNi, CuAlBe et CuZnAl. Les plus utilisés dans l'industrie sont les CuAlNi, CuZnAl et CuAlBe. La courbe typique de contrainte/déformation lors d'un essai de traction simple a l'allure donnée sur la figure 1.15.

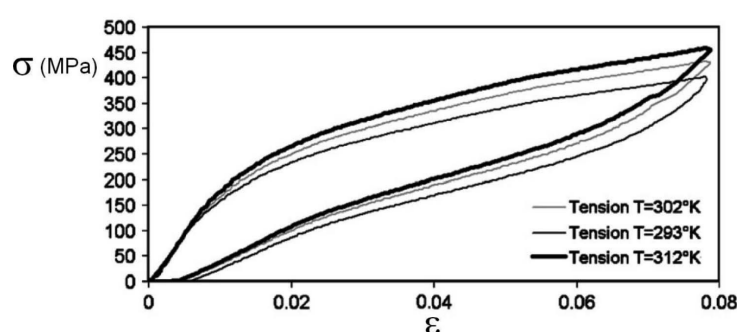


FIGURE 1.15 – Courbes de traction isotherme d'un alliage cuivreux CuAlBe (Vieille et al., 2007)[7].

Chez les cuivreux, la maille cristallographique de l'austénite est cubique centrée. Cette phase n'est pas, en général, thermodynamiquement stable à température d'utilisation des AMF. Une trempe peut permettre l'obtention d'une phase métastable.

1.2.2 Les particularités du Nickel-Titane

Le NiTi est un AMF très répandu dans les applications commerciales dont la plupart s'appuient sur l'effet superplastique. La composition des alliages Ni-Ti est proche de l'équiatomité. Sa mise en œuvre est délicate ce qui engendre un coût de fabrication élevé.

1.2.2.1 Aspects métallurgiques et de fabrication

L'élaboration du NiTi

A l'heure actuelle, le diagramme d'équilibre du NiTi est controversé. A hautes températures, les auteurs s'accordent pour qualifier ce composé de stable. Le domaine d'existence de la phase définie NiTi est très étroit. A basses températures, plusieurs versions du diagramme existent. Une variation dans la composition stœchiométrique même faible (notamment sur-stœchiométrie en Ni) donne naissance à des précipités de Ni_3Ti ou NiTi_2 . Ces facteurs révèlent les difficultés auxquelles sont confrontés les métallurgistes pour reproduire à l'identique les propriétés matériaux.

Les éléments d'addition

La composition des AMF en NiTi est proche de l'équiatomité. Ils peuvent être légèrement alliés, avec pour intérêt, d'abaisser ou d'augmenter les températures de fonctionnement.

L'ajout de Fe a pour effet une forte diminution de la température M_s^0 tout comme l'ajout de Co. Alors que Zr et Hf augmentent M_s^0 . L'ajout de Cu diminue l'hystérésis en température.

La mise en forme

La mise en forme des alliages à base de NiTi est généralement réalisée à chaud (entre 750°C et 900°C) pour éviter la fissuration de l'austénite.

1.2.2.2 Aspects physiques

La phase haute température (austénite) dite phase mère est cubique centrée avec un ordre atomique de type B2. La maille martensitique est monoclinique mais soumise à controverse. La phase basse température (martensite) possède une structure compacte pas toujours bien définie.

La R-phase

Lors de la transformation martensitique, le NiTi peut faire apparaître une phase intermédiaire appelée R-Phase. Elle correspond à une pré-transformation martensitique. Elle a pour effet de réduire la boucle d'hystérésis. Cette particularité est relevée chez les alliages additionnés de fer (Ti50%-Ni50%-Fex%), ceux dont la composition est sur stœchiométrique en Ni ou déformé plastiquement. Une DSC permet de l'identifier comme le montre la figure 1.16.

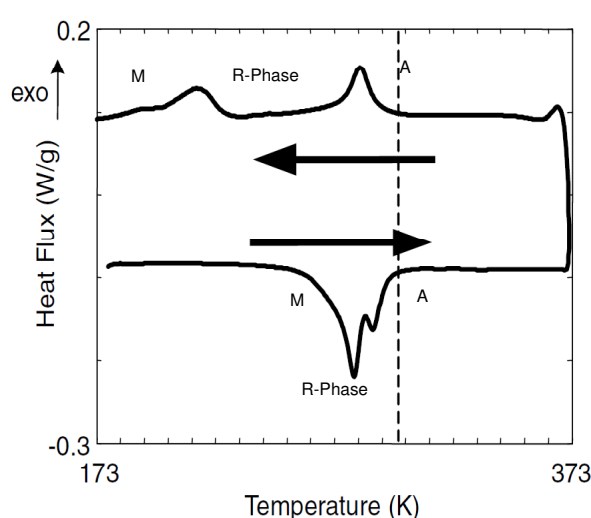


FIGURE 1.16 – Image d'une DSC (Calorimétrie Différentielle à Balayage) montrant une R-phase.

1.2.2.3 La biocompatibilité du NiTi

La toxicité d'un métal dans un organisme est liée à la concentration en ion ou en particule de cet élément. Un matériau implanté peut ainsi relarguer des particules dans les tissus humains et selon sa concentration dans l'organisme, devenir nocif. De nombreux facteurs externes peuvent intervenir tels que la durée de l'implantation et les conditions locales : pH, état de surface, frottement...

Le titane seul

Avec l'or et le platine, le titane possède une des meilleures biocompatibilités : il est résistant aux fluides corporels. En effet, ce métal est protégé par une couche d'oxyde de titane qui se forme spontanément, se reforme également très rapidement après lésion de celle-ci

et se renforce avec le temps. En raison de cette passivation, le titane montre une meilleure résistance à la corrosion que la plupart des autres métaux employés dans le domaine médical. Il est reconnu que le titane pur est très bien toléré par les tissus et n'induit aucun effet toxique, ni réaction inflammatoire. Autour des implants en titane aucune toxicité n'est observée alors que sa concentration locale est très importante. Par ailleurs, sa haute résistance mécanique et son module d'élasticité bas permettent son utilisation sous forme d'implant pour les structures osseuses.

Le nickel seul

La forte teneur en nickel de l'alliage NiTi (50% du poids) peut causer des problèmes de biocompatibilité. Si une quantité de nickel nuisible à la santé, se sépare de l'alliage, il peut alors pénétrer dans le corps via les poumons, par voie orale et à travers la peau. La toxicité du nickel a été étudiée in vitro et in vivo. En effet lorsqu'il se dissout à forte concentration dans le corps, il s'est avéré nocif pour les cellules osseuses en culture, mais moins que d'autres matériaux tels que le cobalt ou le vanadium, utilisés fréquemment dans des alliages implantaires. La toxicité in vitro d'ions métalliques a été établie dans l'ordre décroissant qui suit : cobalt, vanadium, nickel, chrome, titane, fer. Par ailleurs, le Nickel peut provoquer des allergies de contact. Ce n'est pas la concentration en nickel de l'objet qui est allergisante mais la quantité relarguée sur la peau au cours de l'exposition à la transpiration du corps.

Le NiTi

Le NiTi a des propriétés et une biocompatibilité caractéristique qui sont différentes de celles du nickel ou du titane seul. De façon générale, les éléments qui composent l'alliage peuvent se dissoudre dans les fluides biologiques par un phénomène de corrosion. Ainsi, la résistance à la corrosion des matériaux utilisés et la toxicité des métaux qui composent ces alliages sont parmi les facteurs déterminant leur biocompatibilité.

Par exemple, la composition chimique de l'alliage, les impuretés, les traitements thermiques et les procédés de fabrication, l'état de surface, ou la couche de passivation peuvent affecter la résistance à la corrosion dans un milieu tissulaire. De nombreuses études affirment la bonne biocompatibilité du NiTi dans l'organisme ne dénotant pas de relarguage nocifs d'ions. Son comportement est comparable aux implants en acier. Cependant, il existe certaines études contradictoires qui ternissent la bonne tolérance de cet alliage dû à la présence du Ni. Des investigations sont toujours en cours.

1.2.3 Quelques applications industrielles

L'utilisation des AMF couvre de nombreux domaines très variés allant de l'ingénierie mécanique à la médecine en passant par des produits domestiques. Parmi les grands types d'applications, il existe des actionneurs qui, selon un changement de température, fournissent un travail mécanique et des systèmes de couplage permettant de connecter et d'assurer l'étanchéité de tubes.

Applications aéronautiques/aérospatiales :

- Manchons d'accouplement permettant de raccorder et de rendre étanche deux canalisations par l'application d'une force de contact importante et permanente comme illustré sur la figure 1.17 (avions de combat Gruman F14)
- Connecteurs électriques
- Composants en AMF permettant le déploiement de panneaux solaires

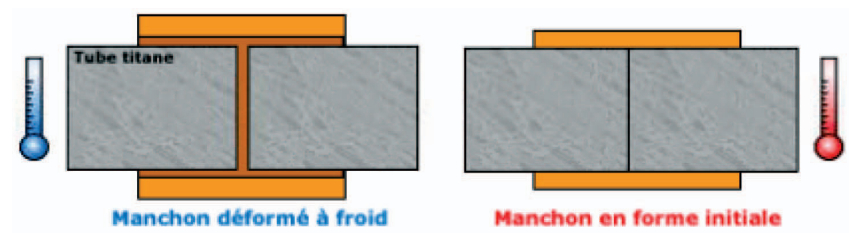


FIGURE 1.17 – Manchon d'accouplement en AMF.

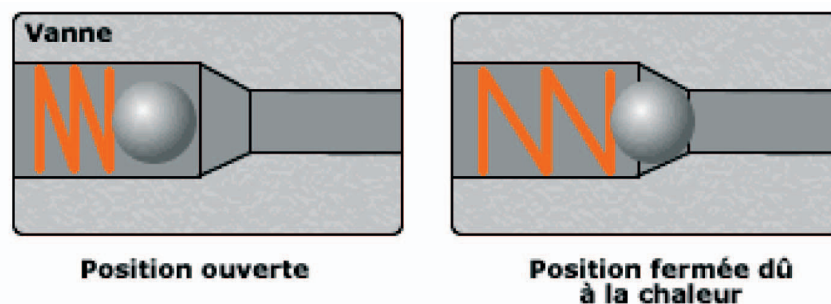


FIGURE 1.18 – Principe de fonctionnement d'une valve coupe gaz.

Applications liées à la prévention des risques/sécurité :

- Architecture : pour concevoir des structures antisismiques comme lors de la réfection des monuments historiques comme la tour de Pise.
- Actionneurs de sécurité : en cas de dépassement d'une température critique, l'actionneur en AMF se déclenche permettant par exemple, l'ouverture d'une trappe d'évacuation de fumée, le passage de l'eau dans la tête d'extinction automatique à eau, la fermeture de la valve de l'arrivée de gaz. (voir figure 1.18)

Produits de consommation courante :

- Branches de lunettes (résistance et flexibilité)
- Vestimentaires : amélioration du confort des chapeaux et des armatures de soutien-gorge.
- Friteuse : compteur de cycles de cuisson.
- Dans le domaine de la santé, s'ajoutant aux difficultés liées à leur mise en œuvre, la contrainte de biocompatibilité est un enjeu crucial. L'utilisation du NiTi est très largement étendue dans les applications médicales notamment dentaires et celles liées aux implants.

Applications biomédicales :

- implants osseux : plaques d'ostéosynthèse, agrafes, broches qui permettent de consolider une fracture osseuse. (voir figure 1.19)
 - stents : petits cylindres qui se déploient dans les vaisseaux, artères ou œsophages pour éviter l'obstruction. (voir figure 1.20)
 - outils dentaires : limes endodontiques perforants les dents pour les dévitaliser en retirant le nerf. (voir figure 1.21)
 - fils d'orthodontie : arcs dentaires s'adaptant à la denture du patient et les efforts répartis sur celle-ci sont homogènes.
 - instruments médicaux/chirurgicaux : endoscopes, cathéters, pinces, écarteurs.
-

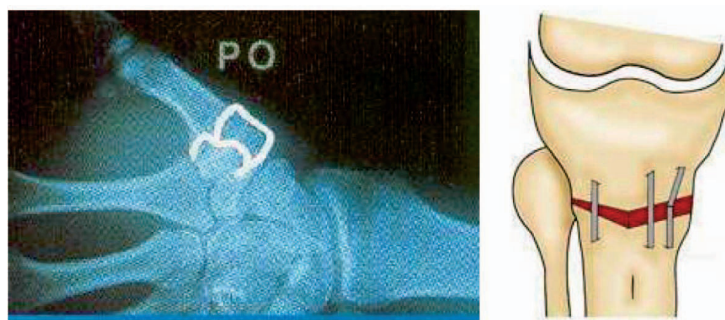


FIGURE 1.19 – Réduction de fracture à l'aide d'agrafes en AMF.

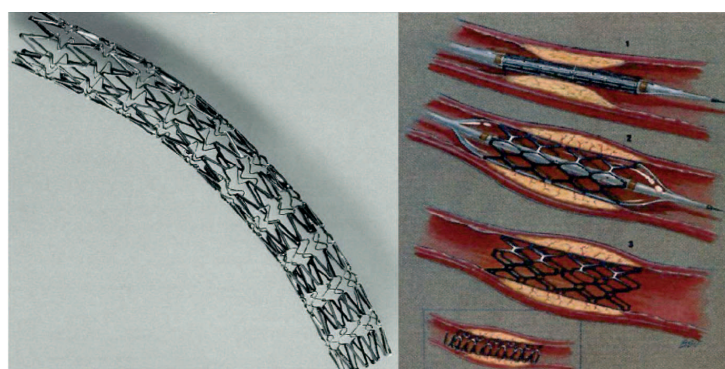


FIGURE 1.20 – Principe de fonctionnement des stents.

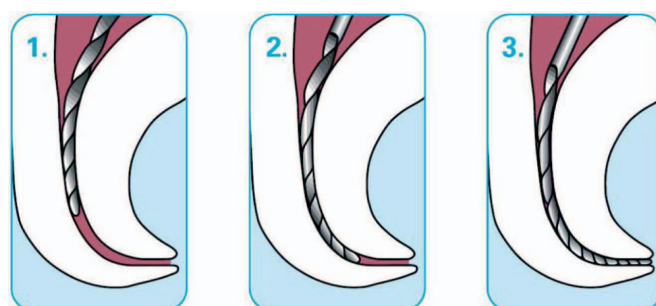


FIGURE 1.21 – Utilisation d'une lime en Nickel-Titane en endodontie.

1.3 Conclusions

Les applications industrielles à base d'AMF et leurs secteurs sont donc variés. Elles font appel à une ou plusieurs propriétés thermomécaniques spécifiques. D'où la nécessité, pour les industriels, de maîtriser leur dimensionnement et leur fabrication. En amont, de nombreux modèles 3D (approche micro-macro, phénoménologique) ont été développés pour représenter le comportement complexe des AMF. S'inscrivant dans une logique de fiabilité des systèmes AMF, ces travaux ont pour champ d'investigation le comportement à la rupture des AMF, plus particulièrement la prédiction des zones de transformation à la pointe d'une fissure.

Le chapitre 2 revient sur les principales investigations numériques et expérimentales du comportement à la rupture des AMF de la littérature. Cette étude a pour objet le développement d'un modèle de prédiction des surfaces de transformation en pointe de fissure et leur validation expérimentale.

Chapitre 2

De la mécanique linéaire élastique de la rupture à celle des AMF

Les AMF ont des qualités exceptionnelles, ils possèdent en particulier une large amplitude de déformation recouvrable et d'amortissement. Cependant, ils sont sujets à deux types de défaillance : la fatigue due à un cyclage de l'alliage, ayant pour effet par exemple une perte de potentialité en déformation, ou la rupture brutale. En général, leur comportement thermomécanique est bien connu, mais leur résistance à la rupture l'est beaucoup moins. Peu d'études à la fois expérimentales et théoriques existent sur la rupture des AMF. En considérant une structure mécanique soumise à différents types de sollicitations mécaniques et/ou thermiques, elle est susceptible de se détruire à travers ces principaux modes de ruine dit mécaniques :

- instabilité élastique ou flambement,
- instabilité plastique ou déformation excessive,
- endommagement et fissuration.

Ce dernier mode de ruine suppose l'existence ou la formation de discontinuités au sein du matériau. La théorie de l'endommagement du matériau s'attache à comprendre l'apparition et l'évolution de discontinuités dans la matière (formation de microcavités et de microfissures). Le stade final de l'endommagement est la présence d'une fissure macroscopique de la taille de l'élément de volume représentatif (de 0,1 à 1 mm pour les métaux (Lemaitre & Chaboche, 1985)[22]). Deux étapes dans le phénomène de fissuration sont à distinguer : la phase d'amorçage de la fissure et la phase de propagation. La propagation de la fissure peut être brutale ou quasi-statique. Dans le cas quasi-statique, le nombre de cycles en fatigue, le temps de corrosion sous contrainte et de fluage sont prépondérants. Les risques de rupture différée par fatigue, par fluage ou corrosion sous contrainte ne sont donc pas développés ici. Dans cette étude, seules les ruptures brutales sont envisagées, celles qui surviennent au cours du chargement ou en fin de durée de vie lorsque la taille des fissures à croissance lente atteint une valeur critique.

2.1 Le cadre de la mécanique linéaire élastique de la rupture

La mécanique de la rupture a pour objet essentiel l'étude des fissures macroscopiques : elle s'applique lorsqu'il existe dans le matériau des discontinuités dans la matière qui peuvent venir modifier l'état de contrainte, de déformation et de déplacement, si bien que la considération homogène continue n'a plus de sens. La séparation en deux parties disjointes d'un corps se produit généralement à la suite d'une phase d'amorçage, qui a vu le développement de microcavités, microfissures sous l'action de sollicitations mécaniques, thermiques, et/ou chimiques. Le rassemblement de l'ensemble de ces défauts mène à la propagation de la ou des fissures macroscopiques pouvant conduire à la séparation complète de la structure en plusieurs morceaux, ou bien au contraire pouvant arrêter les fissures.

2.1.1 Introduction

Il existe deux types de rupture : ductile ou fragile, selon que le matériau présente ou non un phénomène de plasticité accompagnant. La température de transition ductile-fragile (si elle existe) peut être étudiée par des essais de résilience qui permettent de caractériser la fragilisation d'un matériau par la mesure de l'énergie nécessaire pour produire la rupture d'un éprouvette entaillée (essai de type Charpy).

Le mode de rupture dépend par ailleurs de l'état de contrainte, en particulier de la triaxialité des contraintes. Un matériau possédant une zone de comportement plastique développera en général des ruptures ductiles, mais pourra dans certains cas être sujet à la rupture fragile. Un matériau ne possédant pas ou très peu de zone de comportement plastique (comme par exemple les céramiques, les verres, les métaux à très basses températures, les composites) montrera en général toujours des ruptures fragiles.

En fonction du chargement, du matériau et de la structure considérés, plusieurs approches sont disponibles. Si la plasticité peut être considérée très confinée voire absente, les théories permettent de traiter le problème en faisant l'hypothèse que le matériau est totalement élastique : c'est le cadre de la mécanique linéaire élastique de la rupture (Suquet, 2012)[23], qui sera décrit dans ce chapitre. Si le milieu présente un comportement plastique ou viscoplastique, l'étude devient alors du ressort de la mécanique non linéaire de la rupture.

La mécanique linéaire élastique de la rupture a commencé par être développée en 1920, avec les travaux de Griffith[24] qui a montré que la rupture d'un milieu élasto-fragile peut être caractérisée par une variable globale, qui sera appelée plus tard le taux de restitution d'énergie. Par la suite en 1956, Irwin[25] apporte une avancée significative en étudiant les singularités du champ de contraintes et en introduisant la notion de facteur d'intensité des contraintes. La fin des années 70 et le début des années 80 ont permis d'amener la

mécanique de la rupture à maturité avec le développement des modèles numériques et l'extension aux problèmes non linéaires : (Bui, 1978)[26], (Labbens, 1980)[27], (Lemaitre & Chaboche, 1985)[22], (François et al., 1993)[28].

2.1.2 Hypothèses de la mécanique linéaire élastique de la rupture

Au sein de tout élément de volume de matière étudié, il y a présence inévitable de défauts : créés au cours de la fabrication, ou apparus par divers mécanismes de rupture différée (la plupart du temps par fatigue). La mécanique de la rupture établit une relation entre les contraintes appliquées, la dimension d'une fissure et la ténacité du matériau, c'est-à-dire sa résistance à la propagation d'une fissure en son sein.

Lorsque le matériau possède des déformations plastiques suffisamment localisées pour ne pas être significatives à l'échelle macroscopique, le matériau est considéré comme fragile. Ainsi, la mécanique linéaire élastique de la rupture ou mécanique de la rupture fragile a pour objet l'étude, dans le cadre de l'élasticité linéarisée, de l'effet d'un défaut de forme géométrique sur les champs mécaniques régnant au voisinage de ce défaut, et sur l'extension éventuelle de ce défaut. Les hypothèses considérées sont alors les suivantes :

- Les déformations sont suffisamment petites pour que l'on se place dans le cadre de l'hypothèse des petites perturbations,
- Le comportement des matériaux étudiés est considéré comme élastique et linéaire (le plus souvent homogène et isotrope),
- Les transformations sont suffisamment lentes pour pouvoir se placer dans l'approximation d'une évolution quasi-statique de la mécanique.

Dans le cadre de ces hypothèses, le champ de contraintes est singulier (c'est à dire infini) en pointe de fissure. Cette singularité se mesure à l'aide de facteurs d'intensité de contraintes, permettant de définir la ténacité d'un matériau. La ténacité d'un matériau représente l'ampleur de la contrainte et les dimensions du défaut rendant possible une rupture fragile. Pour les matériaux ductiles, cette valeur est particulièrement élevée car ils sont capables d'accommoder la contrainte par une déformation plastique notable.

2.1.3 Concentration de contraintes au voisinage d'un trou de forme elliptique

Un défaut de forme dans une structure provoque une concentration de contraintes au voisinage de ce défaut. Une éprouvette de traction plane classique est soumise à une traction

simple de contrainte $\sigma^\infty = \frac{F}{S}$. En l'absence de défaut, l'état de contrainte au centre $\sigma(M)$ de l'éprouvette est uniaxial et homogène (dans une zone de l'éprouvette) :

$$\sigma(M) = \sigma^\infty e_y \otimes e_y \quad (2.1)$$

Si au centre de l'éprouvette, il existe un trou elliptique (voir la figure 2.1), de grand axe a et petit axe b , traversant l'éprouvette dans l'épaisseur, alors le champ de contraintes précédent est modifié pour satisfaire la condition de bord libre sur le bord du trou.

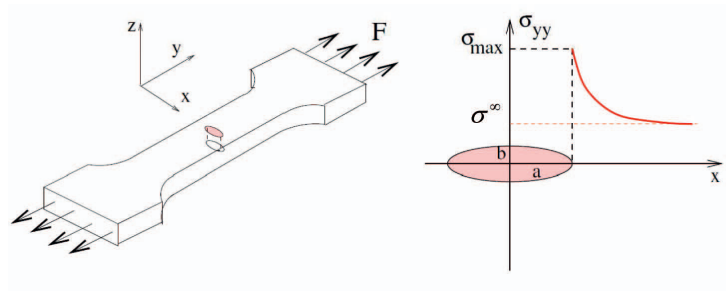


FIGURE 2.1 – Epreuve de traction avec une fissure elliptique centrée et la distribution de contraintes en pointe de fissure associée.

La section de l'éprouvette est réduite à l'endroit du défaut. Le chargement à transmettre d'une extrémité à l'autre de l'éprouvette étant constant ($\sigma_{yy} = \frac{F}{S}$), la composante de la contrainte perpendiculairement à la direction de traction est supérieure dans la section réduite par le défaut.

Au voisinage des sommets du grand axe, il apparaît une forte concentration de la contrainte de traction. Dans le cadre de la mécanique linéaire de la rupture (i.e. élasticité linéaire), le champ de contraintes qui règne dans l'éprouvette peut être calculé, numériquement ou analytiquement pour un défaut de petite taille par rapport aux dimensions de l'éprouvette. Le calcul pour une fissure elliptique de longueur $2a$ dont l'orientation est perpendiculaire à la contrainte appliquée permet d'obtenir les résultats suivants :

- Aux extrémités du grand axe de l'éprouvette, la composante σ_{yy} du tenseur des contraintes est maximale et supérieure à la contrainte lointaine appliquée :

$$\sigma_{MAX} = \sigma_{yy}(a, 0) = \sigma^\infty \left(1 + 2\frac{a}{b}\right) \quad (2.2)$$

Cette valeur correspond à la plus grande contrainte normale $\sigma(n, x)$, parmi tous les points x et toutes les orientations possibles de la normale \vec{n} de l'éprouvette.

- Le facteur de concentration de contraintes K_t quant à lui exprime le rapport entre la plus grande contrainte locale atteinte au voisinage du défaut et la contrainte qui règnerait dans l'éprouvette sans défaut (c'est-à-dire σ^∞).

$$K_t = \frac{\sigma_{MAX}}{\sigma^\infty} = 1 + 2\frac{a}{b} = 1 + 2\sqrt{\frac{a}{\rho}} \quad (2.3)$$

Avec ρ , le rayon de courbure en extrémité du grand axe : $a\rho = b^2$. K_t traduit le degré auquel une contrainte externe s'amplifie à l'extrémité d'une entaille. Le facteur de concentration de contraintes devient d'autant plus grand que la courbure est faible.

- Le champ de contraintes dans l'éprouvette perforée n'est plus uniaxial, comme le champ homogène à l'infini σ^∞ , mais multi-axial. Si l'éprouvette est mince, l'état de contrainte est considéré comme plan et les composantes σ_{xx} , σ_{yy} , σ_{xy} sont non nulles. Dans une éprouvette épaisse (déformations planes), ou dans le cas d'un défaut non traversant, l'état de contrainte est alors triaxial.
- Si les trous elliptiques sont rarement rencontrés en pratique, la solution reste valable pour des ouvertures dont la forme en est peu éloignée telles que les fissures (ellipse aplatie) ou les ouvertures à angle assez vif. Le coefficient de concentration de contraintes K_t et, par voie de conséquence, la contrainte σ_{MAX} augmentent très rapidement avec l'aplatissement de l'ellipse de sorte que :

$$\lim_{\rho \rightarrow 0} (K_t) = 2\sqrt{\frac{a}{\rho}} \quad (2.4)$$

- Lorsque b et ρ tendent vers 0, l'ellipse s'aplatit pour devenir une fissure. Le facteur de concentration de contraintes K_t tend alors vers $+\infty$ et l'amplification de champ se traduit alors par une singularité du champ de contraintes. L'analyse de cette singularité est vue dans la section suivante.

2.1.4 Singularité de contraintes en fond d'entaille anguleuse

Le cas considéré ici est un corps élastique linéaire homogène isotrope contenant une entaille. Il est soumis à des efforts imposés sur une partie de son bord, à des déplacements imposés sur la partie complémentaire. Pour simplifier, les forces de volume sont supposées nulles et le problème est bidimensionnel en contraintes planes ou en déformations planes. L'origine des coordonnées cylindriques est choisie en fond de fissure. L'entaille est symétrique par rapport à Ox et son demi-angle d'ouverture est compris entre $\frac{\pi}{2}$ et π (voir figure 2.2).

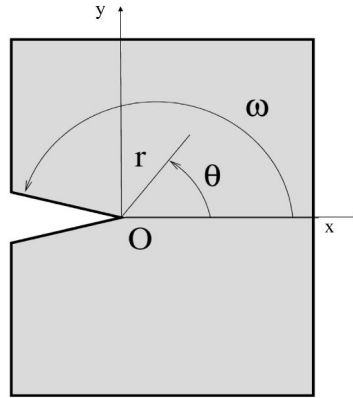


FIGURE 2.2 – Repère et paramétrage de l'éprouvette entaillée.

Le champ de contraintes en fond d'entaille est exprimé en un point au voisinage de O c'est-à-dire quand r tend vers 0. Le premier développement limité du champ de contraintes au voisinage d'une fissure a été établi par Irwin et ce résultat est le même pour tous les chargements et géométrie de fissure correspondants à un mode de rupture élémentaire :

$$\sigma_{ij}(r, \theta) = \frac{K}{\sqrt{2\pi r}} f_{ij}(\theta) \quad (2.5)$$

où les fonctions f_{ij} dépendent du mode de rupture. Cette solution est obtenue avec la méthode des fonctions d'Airy pour les problèmes plans. Pour chaque mode élémentaire de rupture, ce premier terme est connu à un facteur multiplicatif près noté K , le facteur d'intensité de contraintes qui sera détaillé par la suite et qui dépend uniquement de la géométrie de la fissure et du chargement du corps. Il s'exprime en $MPa.\sqrt{m}$.

Ainsi le champ de contraintes est tridimensionnel en pointe de fissure. Quand r tend vers zéro, la contrainte tend vers l'infini. Il y a singularité en pointe de fissure, le champ de contraintes n'est valable qu'au voisinage à la pointe de fissure : quand r tend vers l'infini, la contrainte n'est pas égale à la valeur appliquée en champ lointain.

La validité de cette singularité est discutable à première vue, puisque des contraintes infinies entraînent des déformations infinies en fond d'entaille par la loi de comportement, alors que la mécanique linéaire de la rupture fait implicitement l'hypothèse de déformations infinitésimales. En réalité, les contraintes en tête de fissure sont écrêtées par l'apparition de déformations plastiques au voisinage immédiat de la pointe de fissure. Cette solution assure à l'énergie élastique W une valeur finie :

$$W = \int \frac{1}{2}(\sigma : \varepsilon) dV = \int \frac{1}{2}(\sigma : \varepsilon) r dr d\theta dz = e \int \frac{1}{2} \left(\frac{F(\theta)}{r} \right) r dr d\theta = \frac{e}{2} \int dr \times \int F(\theta) d\theta \quad (2.6)$$

avec e , l'épaisseur du problème plan.

2.1.5 Facteur de concentration de contraintes K_t et facteur d'intensité de contraintes K :

Il y a donc une différence fondamentale entre un défaut de forme régulière (trou elliptique et simple entaille), au bord duquel les contraintes sont amplifiées mais restent finies, et une fissure au fond de laquelle les contraintes sont infinies. La classification des défauts est la suivante, en notant l'angle $\phi = \frac{\pi}{2} - w$ et le rayon de courbure de la fissure noté ρ :

- fissure : $\rho = 0$ et $\phi = 0$
- entaille infiniment aigüe ou anguleuse : $\rho = 0$ et $\phi \neq 0$
- entaille (simple) : $\rho \neq 0$ et $\phi \neq 0$

Le coefficient de concentration de contraintes K_t ne donne qu'une information locale à la pointe même d'une entaille alors que le facteur d'intensité de contraintes K décrit l'ensemble de la singularité spatiale du champ de contraintes en pointe d'une fissure.

La différence de sévérité entre un défaut anguleux (rayon de courbure nul) et un défaut régulier (rayon de courbure fini) est illustrée sur la figure 2.3. Une éprouvette contenant deux entailles, l'une simple semi-circulaire et l'autre anguleuse, est soumise à une traction simple voit alors s'initier et se propager une fissure sur l'entaille anguleuse, qui est la configuration la plus critique.

D'ailleurs en pratique, la différence entre concentration et singularité de contraintes peut être utilisée pour supprimer la singularité de contraintes au bord d'un défaut anguleux et en stopper l'avancement : il suffit souvent d'émousser la pointe de fissure en y perçant des trous circulaires.

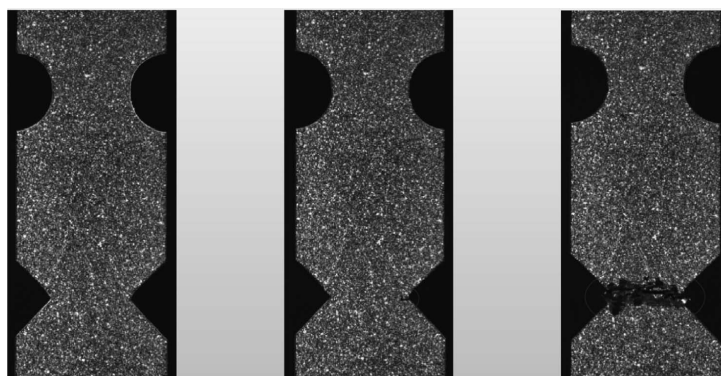


FIGURE 2.3 – Comparaison de la nocivité d'une entaille simple et d'une entaille anguleuse sur une éprouvette en traction uni-axiale.

2.1.6 Singularité de contraintes à la pointe d'une fissure plane

Ici, il s'agit d'expliciter les champs de contraintes singuliers en fond de fissure (au voisinage du point O) pour les trois modes élémentaires de rupture notés I, II, III schématisés figure 2.4.

Dans l'équation 2.5, les facteurs d'intensité de contraintes (K_I , K_{II} et K_{III}) et eux seuls, dépendent de la géométrie de la structure et du chargement appliqué et sont à calculer pour chaque problème. Ils quantifient la sévérité de la singularité en pointe de fissure. Les fonctions $f_{ij}(\theta)$ sont déterminées pour chaque mode de rupture.

2.1.6.1 Les modes plans I et II

Le plan de fissure est le plan (Oxz) et le front de fissure est défini par la direction Oz. Le mode I est le mode d'ouverture de la fissure, c'est le mode le plus sévère puisque le déplacement est normal au plan de la fissure. Les lèvres de la fissure se déplacent dans des directions opposées et perpendiculairement au plan de fissure (soit la direction Oy). Le mode II est le mode de cisaillement dans plan de la fissure et perpendiculaire au front de fissure. Les lèvres de la fissure se déplacent suivant la direction Ox.

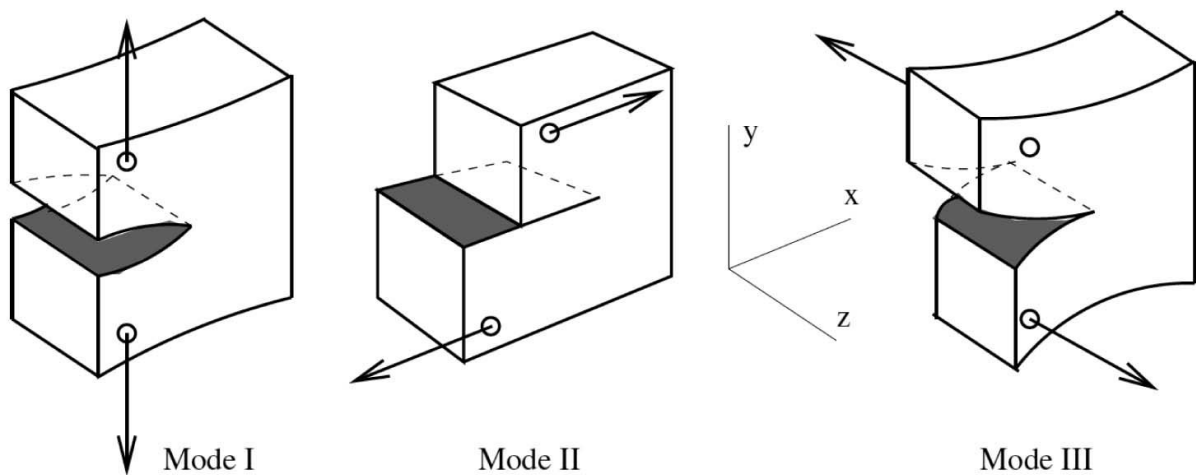


FIGURE 2.4 – Les trois modes élémentaires de rupture.

Les champs de contraintes et déplacements sont donnés ici :

Mode I

$$\begin{aligned}
\sigma_{xx} &= \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \left[1 - \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \sin\left(\frac{3\theta}{2}\right)\right] \\
\sigma_{yy} &= \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \left[1 + \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \sin\left(\frac{3\theta}{2}\right)\right] \\
\sigma_{xy} &= \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \cos\left(\frac{3\theta}{2}\right) \\
\sigma_{zz} &= \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) (1 - \beta) \\
u_x &= \frac{K_I}{2\mu} \sqrt{\frac{r}{2\pi}} \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) (\kappa_0 - \cos(\theta)) \\
u_y &= \frac{K_I}{2\mu} \sqrt{\frac{r}{2\pi}} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) (\kappa_0 - \cos(\theta))
\end{aligned} \tag{2.7}$$

Mode II

$$\begin{aligned}
\sigma_{xx} &= \frac{-K_{II}}{\sqrt{2\pi r}} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \left[2 + \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \cos\left(\frac{3\theta}{2}\right)\right] \\
\sigma_{yy} &= \frac{K_{II}}{\sqrt{2\pi r}} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \cos\left(\frac{3\theta}{2}\right) \\
\sigma_{xy} &= \frac{K_{II}}{\sqrt{2\pi r}} \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \left[1 - \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \sin\left(\frac{3\theta}{2}\right)\right] \\
\sigma_{zz} &= \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) (\beta - 1) \\
u_x &= \frac{K_{II}}{2\mu} \sqrt{\frac{r}{2\pi}} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) (2 + \kappa_0 + \cos(\theta)) \\
u_y &= \frac{K_{II}}{2\mu} \sqrt{\frac{r}{2\pi}} \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) (2 - \kappa_0 - \cos(\theta))
\end{aligned} \tag{2.8}$$

Avec les paramètres β et κ_0 qui différencient le cas en contraintes planes (CP) et en déformations planes (DP) de la façon suivante :

$$\beta = \begin{cases} 1 & (CP) \\ 1 - 2\nu & (DP) \end{cases} \quad \kappa_0 = \begin{cases} \frac{3-\nu}{1-\nu} & (CP) \\ 3 - 4\nu & (DP) \end{cases} \tag{2.9}$$

Avec ν le coefficient de Poisson.

2.1.6.2 Le mode antiplan III

Les éléments calculés précédemment en élasticité plane peuvent également être calculés en élasticité anti-plane. Le mode III correspond au mode de cisaillement anti-plan, situé dans le plan de la fissure et parallèle au front de fissure. Les lèvres de la fissure se déplacent dans la direction Oz. Le résultat est alors de la même forme que pour les modes I et II (avec la singularité des contraintes en $\frac{1}{\sqrt{r}}$) et un comportement asymptotique des champs de contrainte donné ici :

Mode III

$$\begin{aligned}\sigma_{xz} &= \frac{-K_{III}}{\sqrt{2\pi r}} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \\ \sigma_{yz} &= \frac{K_{III}}{\sqrt{2\pi r}} \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \\ \sigma_{xx} &= \sigma_{yy} = \sigma_{zz} = \sigma_{xy} = 0 \\ u_z &= \frac{2K_{III}}{\mu} \sqrt{\frac{r}{2\pi}} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)\end{aligned}\tag{2.10}$$

2.1.7 Le facteur d'intensité de contraintes

Les différents travaux sur la théorie établissent le caractère universel du $\frac{1}{\sqrt{2\pi r}}$ dans la singularité des contraintes, indépendamment de la géométrie de l'éprouvette, du matériau la constituant (élastique linéaire isotrope) et du chargement appliqué. Alors que, les facteurs d'intensité des contraintes K_I , K_{II} et K_{III} dépendent directement de ces données.

Dans les cas simples, des calculs analytiques exacts ou approchés peuvent être établis pour déterminer ces facteurs d'intensité de contraintes : dans le Handbook (Murakami et al., 1987)[13], un grand nombre de résultats sont rassemblés pour des problèmes à géométries et chargements variés. Dans les cas plus complexes, ils peuvent être déterminés numériquement, pour un défaut donné, dans une structure de géométrie donnée.

Avec les travaux de (Irwin, 1957)[25] donnant la relation initiale, puis ensuite ceux de (Creager, 1966)[29] et de (Creager & Paris, 1967)[30], le facteur d'intensité de contrainte K pour une éprouvette plane avec un trou elliptique peut s'écrire :

$$K = \lambda \sigma_{MAX} \frac{\sqrt{\pi \rho}}{2}\tag{2.11}$$

Dans le cas où le rayon ρ tend vers zéro, le passage à la limite d'Irwin permet alors de définir une fissure comme la limite d'un trou elliptique complètement aplati (François et

al., 1993)[28] et conduit à une relation entre les deux grandeurs en se servant des précédentes équations 2.4 et 2.11, cela donne :

$$K = \lim_{\rho \rightarrow 0} \left(\lambda \sigma_{MAX} \frac{\sqrt{\pi \rho}}{2} \right) = \lambda \lim_{\rho \rightarrow 0} \left(K_t \sigma^\infty \frac{\sqrt{\pi \rho}}{2} \right) = \lambda \sigma^\infty \sqrt{\pi a} \quad (2.12)$$

En règle générale, les facteurs d'intensité des contraintes possèdent la forme suivante :

$$K = \lambda \sigma^\infty \sqrt{\pi a} \quad (2.13)$$

Avec a la longueur caractéristique du défaut, σ^∞ la contrainte appliquée en champ lointain, et λ une fonction de correction sans dimension dont l'expression dépend de la géométrie de l'éprouvette, de la géométrie de la fissure et du mode de rupture (I, II ou III).

2.1.8 Propagation d'une fissure en mode I et ténacité

Irwin a proposé un critère de propagation d'une fissure dans un matériau fragile contenant un défaut portant sur ces facteurs d'intensité de contraintes. Le critère postule qu'il existe une valeur critique de K , appelée facteur critique d'intensité de contraintes K_C , en deçà de laquelle la fissure n'évolue pas et pour laquelle la fissure avance.

Dans le cas d'une fissure plane de longueur l , ce critère s'écrit donc :

$$\begin{aligned} K < K_C &\Rightarrow \dot{l} = 0 \rightarrow \text{fissure fixe} \\ K = K_C &\Rightarrow \dot{l} > 0 \rightarrow \text{propagation de la fissure} \end{aligned} \quad (2.14)$$

Le facteur critique d'intensité de contraintes est défini comme suit :

$$K_C = \lambda \sigma_C \sqrt{\pi a} \quad (2.15)$$

avec σ_C la contrainte appliquée critique pour la propagation de la fissure.

Dans le cas du mode I, le facteur critique d'intensité de contraintes K_C dépend de l'épaisseur de la pièce. Lorsque l'épaisseur augmente, K_C diminue vers une limite, notée K_{IC} , qui est le facteur critique d'intensité de contraintes en déformations planes comme l'illustre la figure 2.5. Cette quantité K_{IC} est une caractéristique du matériau, indépendante de l'épaisseur du matériau, appelée ténacité, au même titre que le module d'Young E ou le coefficient de Poisson ν .

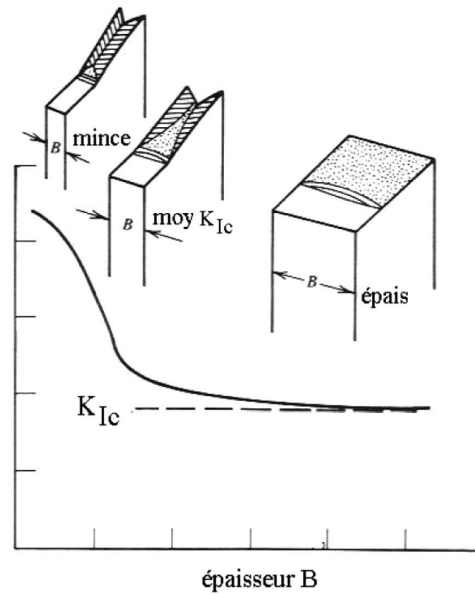


FIGURE 2.5 – Représentation schématisée de l'incidence de l'épaisseur d'une plaque sur le facteur critique d'intensité de contraintes (Pommier, 2012) [8].

K_C renvoie à la résistance à la rupture fragile du matériau renfermant la fissure en contraintes planes mais dépend de l'épaisseur de l'éprouvette. Il est déterminé grâce à la mesure de la charge à la rupture. K_{Ic} est une valeur intrinsèque au matériau, définie pour le mode I, et déterminée expérimentalement en déformations planes. La notion de ténacité est très largement utilisée pour dimensionner les structures.

Les matériaux fragiles, qui ne se prêtent pas une déformation plastique notable en pointe de fissure, se caractérisent par un K_{Ic} faible et sont susceptibles de subir une défaillance brutale. A contrario, les matériaux ductiles possèdent des K_{Ic} relativement élevés. Dans le tableau 2.1, les ordres de grandeur de la ténacité de quelques matériaux courants sont reportés. La ténacité K_{Ic} varie en fonction de nombreux facteurs, entre autre, elle diminue avec l'abaissement de la température, l'augmentation de la vitesse de déformation et en général avec l'augmentation de la taille des grains.

Matériaux	Ténacité ($MPa.m^{\frac{1}{2}}$)
Alliage d'Aluminium	30
Alliage de Titane	100
Acier Trempé	120
Polymère	3
Bois	2
Béton	1

TABLE 2.1 – Valeurs de ténacité pour différents matériaux.

La mécanique linéaire de la rupture repose sur la linéarité des équations décrivant l'équilibre d'un corps élastique en petites perturbations. Cette linéarité, et le principe de super-

position qui en découle, permettent la décomposition du problème en modes élémentaires de rupture auxquels sont associés les facteurs d'intensité de contraintes.

L'analyse élastique qui est admise comme valable loin du fond de fissure, est sujette à caution au voisinage de celui-ci. Il est possible d'apporter des corrections pour tenir compte, par exemple, de la plasticité en fond de fissure et avoir une estimation de la taille de la zone plastique. C'est le cadre d'étude de la plasticité confinée en pointe de fissure développé en outre par Irwin.

Mais, dans le cas où cette zone plastique est circonscrite à un domaine qui ne dépasse pas 5% à 20% de la longueur de la fissure, l'essentiel du champ de contraintes reste bien décrit par la solution singulière de la mécanique de la rupture. La mécanique linéaire élastique de la rupture demeure un outil pertinent pour dimensionner des structures au comportement élasto-plastique.

2.2 Les mécanismes physiques de rupture

En pratique, la rupture d'un échantillon correspond à la séparation de ce dernier en deux ou plusieurs fractions. Les déformations élastiques ou plastiques mettent en jeu des mouvements d'atomes et de plans cristallins qui respectent la cohésion de la matière. La rupture détruit la cohésion de la matière par la création de discontinuités surfaciques ou volumiques au sein du matériau. Ces discontinuités peuvent être dimensionnées à l'échelle du micron (microfissures, microcavités), du millimètre (macrofissures), de la structure mécanique elle-même (fissures, trous).

2.2.1 Généralités sur la rupture dans les matériaux

La terminologie courante s'attache à qualifier une rupture de fragile ou ductile selon les résultats d'un examen à l'œil nu des surfaces de rupture. Ainsi, l'observation d'une rupture après une déformation macroscopique plastique notable correspond plutôt à une rupture ductile tandis qu'une rupture ayant lieu soudainement, en régime quasi-élastique, s'apparente à une rupture fragile. Cependant, la caractérisation de la rupture dépend de l'échelle d'observation : microscopique, macroscopique, ou celle de la structure elle-même.

Les principaux mécanismes élémentaires de rupture brutale à froid (température assez basse pour que le fluage n'intervienne pas) sont la rupture fragile ou la rupture ductile, dont les faciès peuvent être intragranulaires et/ou intergranulaires. Cette classification courante est liée à la capacité du matériau à subir une déformation plastique.

2.2.2 Les différents types de rupture

Il existe différents types de rupture classique, pour des essais sous chargement monotone ou non monotone, d'une éprouvette de traction simple. Différents types de mode de rupture peuvent être distingués : les ruptures par fissuration rapide ou brutale et les ruptures par fissuration progressive.

Parmi les ruptures par fissuration rapide, il y a :

- La rupture fragile ou élastique fragile (figure 2.6(a)) : le comportement global est linéaire élastique et la rupture intervient de façon brutale (sans signes précurseurs). Les déformations à rupture sont généralement faibles ($< 1\%$). Les matériaux ayant ce type de comportement sont par exemple les céramiques massives, les verres.
- La rupture quasi-fragile (figure 2.6(b)) : le comportement global est non linéaire. Des décharges partielles indiquent une forte perte de rigidité qui indique une micro-fissuration du matériau. Cette micro-fissuration est la cause essentielle de la non-linéarité globale. Les matériaux ayant ce type de comportement sont par exemple les composites et les bétons.
- La rupture plastique fragile (figure 2.6(c)) : le matériau plastifie mais rompt brutalement pour des déformations relativement faibles. Par exemple c'est classiquement le cas des métaux de type cubique centré ou hexagonal lorsque la température est suffisamment faible.
- La rupture ductile (figure 2.6(d)) : le matériau plastifie et rompt progressivement. Une fissure stable peut s'amorcer au sein de la matière. L'endommagement peut-être diffus et relativement important. Les métaux cubiques à faces centrées ont ce comportement. Les métaux de type cubique centré sont par exemple ductiles pour une température suffisamment élevée.

Les ruptures par fissuration progressive sont le siège de phénomènes physiques complexes et de mécanismes couplés. Elles apparaissent dans des conditions particulières de sollicitations :

- Sous sollicitations statiques : corrosion sous contrainte, fluage...
- Sous sollicitations cycliques : fatigue mécanique, fatigue thermique...
- Sous sollicitations complexes : fatigue-corrosion, fatigue-fluage...

Les ruptures par fissuration progressive ne seront pas détaillées par la suite.

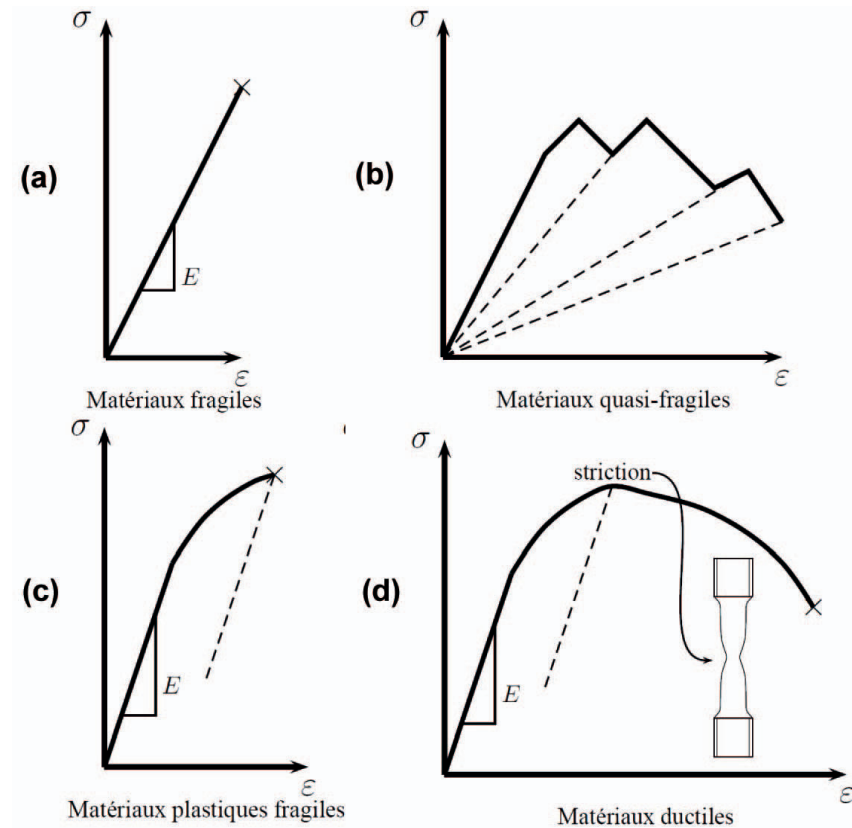


FIGURE 2.6 – Schématisation des classes de comportement à la rupture usuels (Besson, 2012)[9]

2.2.3 Les types élémentaires de ruptures et leurs faciès

Dans cette partie, les faciès de rupture correspondant aux différents modes de rupture ainsi qu'aux différents matériaux sont présentés. L'observation des faciès est importante pour déterminer l'origine de la rupture. Elle peut se révéler très utile lors d'expertises de pièces ayant rompu. Compte tenu de la diversité des modes de rupture des matériaux, les exemples suivants ne prétendent pas à l'exhaustivité. De manière générale, les faciès de rupture peuvent être examinés à deux échelles différentes :

- faciès macroscopique : à l'échelle de la pièce,
- faciès microscopique : à l'échelle de la microstructure.

Ces deux observations couplées contribuent à la détermination des modes de rupture.

2.2.3.1 La rupture fragile et ses aspects micrographiques

La rupture fragile survient en général sur un unique défaut à partir duquel se propage une fissure principale. Contrairement à une rupture ductile, une fissure dans un matériau fragile peut se propager très rapidement sans déformation plastique importante, la propagation une fois initiée, se poursuit spontanément sans accroissement de la contrainte appliquée. Une telle fissure est dite instable. La direction de cette propagation est presque perpendiculaire à la direction de la contrainte de traction appliquée à l'échantillon.

Les mécanismes de la rupture fragile :

La rupture fragile survient par la rupture des liaisons intra-atomiques sans déformation plastique macroscopique. Généralement, elle intervient lorsque l'énergie de déformation locale due aux sollicitations extérieures devient égale à l'énergie nécessaire de décohésion atomique.

Caractéristiques de la rupture fragile :

- Faciès macroscopiques en général plats et lisses,
- propagation très rapide de la fissure,
- consommation d'énergie très faible.
- Les défauts et accidents géométriques jouent un rôle essentiel dans l'amorçage de la rupture.

Deux phénomènes peuvent conduire à une rupture fragile : le clivage correspondant à une rupture intragranulaire (dite aussi transgranulaire) et la rupture intergranulaire.

La rupture par clivage ou (intragranulaire)

Dans les solides cristallins, la rupture fragile se fait essentiellement par clivage, c'est-à-dire la séparation de plans atomiques du cristal.

Les Mécanismes :

Le clivage est une décohésion transcristalline, qui traverse les grains d'où le qualificatif de intragranulaire. Le clivage se propage le long d'un plan cristallographique bien défini (le plan de clivage). La fissure se transmet rapidement aux grains voisins par des réamorçages aux joints. Au cours de la propagation de la fissure, les nombreux départs de clivage, qui se trouvent sur des plans de décohésion voisins, finissent par se rejoindre par des sauts appelés marches/languettes puis rivières à mesure de la propagation.

Caractéristiques :

Les faciès de rupture sont cristallins et ont un aspect brillant à facettes. L'interaction de la fissure avec les défauts microstructuraux ou hétérogénéités du métal conduit à des micro-reliefs très caractéristiques : allure de rivières ou languettes suivant la direction de propagation. En zoomant, ces rivières sont constituées de marches. Les rivières se forment :

- Par l'interaction du plan de clivage et d'une dislocation vis,
- par la jonction de deux plans de clivage voisins, et ensuite les rivières convergent vers la direction du sens de propagation de la fissure.

Les rivières convergent et la convergence donne la direction locale de propagation. Les zones d'arrêts des rivières correspondent généralement aux joints de grains. Lors d'un franchissement d'un joint de grain, soit les rivières se multiplient, soit il y a un réamorçage dans le grain voisin et ceci selon la désorientation de la fissure qui est elle même fonction de la taille du grain.

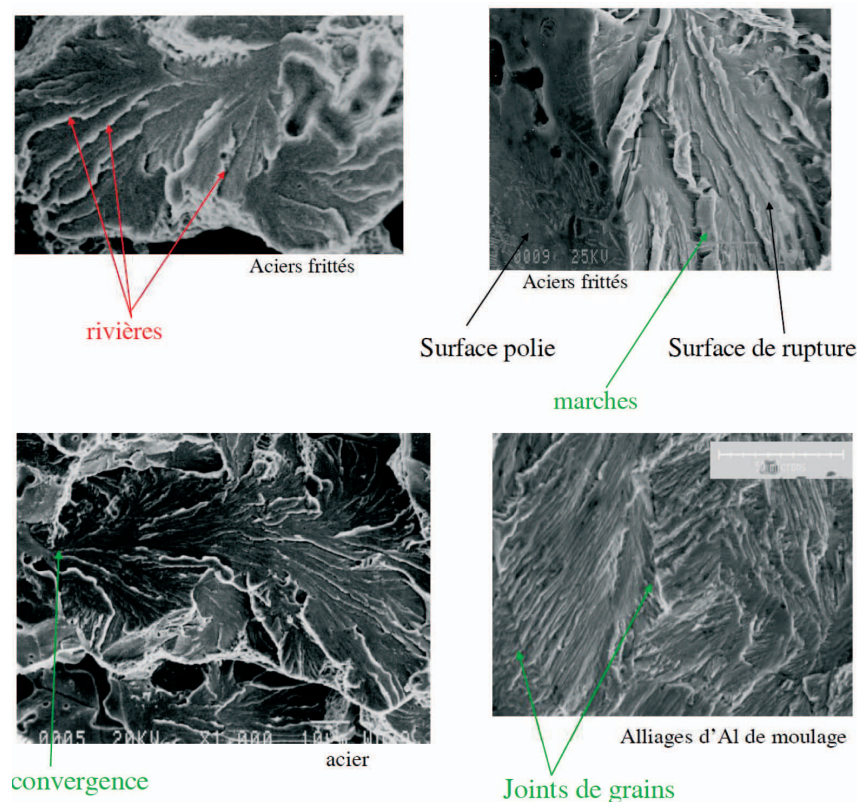


FIGURE 2.7 – Faciès de rupture fragile intragranulaire au MEB (Verdu, 2012)[10].

Aspects micrographiques :

A l'échelle microscopique, l'aspect micrographique possède une structure très lisse, les plans cristallographiques présentent peu d'accidents, le plus souvent des marches sont observées. Ces marches sont des rivières et/ou languettes assurant la jonction entre deux plans de clivage ou raccordant un plan de clivage avec un autre plan cristallographique. Le faciès se caractérise par un aspect peu topographique et cristallographique qui dépend beaucoup de la structure morphologique et cristallographique des grains. Des exemples de faciès sont illustrés sur la figure 2.7.

La rupture intergranulaire

La rupture fragile intergranulaire se propage le long des joints de grains plutôt que dans les cristaux. Il est en effet aisé de comprendre que les joints de grains sont moins résistants. Cette rupture, dite intergranulaire, survient quand les joints de grains sont fragilisés par une accumulation d'impuretés, de dislocations, d'inclusions ou de la dégradation due à la corrosion. Il est donc classique de parler de décohésion granulaire lorsque la rupture a tendance à suivre les joints de grain.

Mécanismes :

Elle survient par accumulation d'impuretés ou d'inclusions, qui sont à l'origine d'une fragilité introduite, par exemple la fragilité au revenu.

Caractéristiques :

La rupture présente deux aspects à l'échelle microscopique :

- Un aspect lisse, si la rupture suit les joints des grains avec déformation plastique réduite
- Un aspect plus tridimensionnel caractérisé par la présence de cupules à facettes.

Aspects micrographiques :

Les facettes sont des surfaces planes caractéristiques d'une propagation aux interfaces séparant les grains d'une même phase ou entre deux phases de natures différentes (par exemple, si il y a une ségrégation d'éléments d'alliage). Le faciès topographique caractéristique d'une rupture fragile intergranulaire est très dépendant de la structure morphologique des grains. Des exemples de faciès sont illustrés sur la figure 2.8. Le mécanisme intergranulaire est généralement fragile mais il peut aussi caractériser une rupture ductile. Néanmoins son faciès ne pourra pas présenter de rivières ou de languettes.

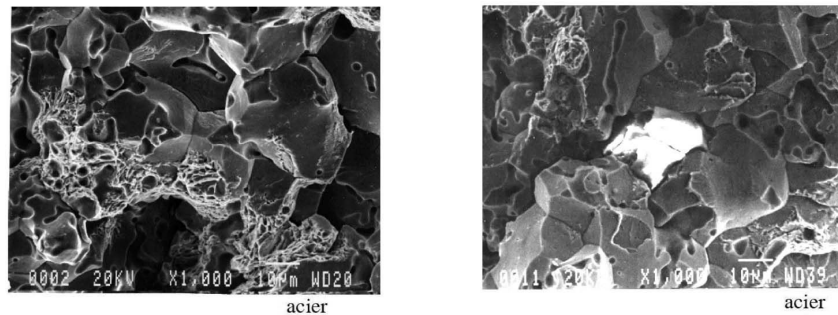


FIGURE 2.8 – Faciès de rupture fragile intergranulaire au MEB (Verdu, 2012)[10].

2.2.3.2 La rupture ductile et ses aspects micrographiques

Les faciès de rupture de type ductile présentent des cavités ou cupules dont le fond est souvent occupé par des particules. Les faciès macroscopiques sont souvent rugueux, ternes et chaotiques. La rupture ductile est en général intragranulaire.

Mécanismes :

Essentiellement par déformation plastique qui provoque la décohésion de l'interface particule/matrice. Après l'amorçage des cavités, ces décollements croissent et s'allongent dans le sens de déformation, puis se rejoignent par coalescence par striction ou cisaillement jusqu'à la rupture finale. La principales sources de défauts responsables de l'amorçage dans la rupture ductile sont la présence des éléments d'addition dans les alliages, des inclusions, et des précipités (apparues par traitement thermique).

Caractéristiques :

A l'échelle macroscopique, l'aspect est fibreux correspond à des micro-reliefs (cupules).

Aspects micrographiques :

Il est caractérisé par la présence de cupules correspondants à des cavités de forme circulaire ou allongée. Le faciès est très topographique non cristallographique, et il est caractéristique d'une rupture ductile intergranulaire ou plus rarement intragranulaire. Des exemples de faciès sont illustrés sur la figure 2.9. La rupture ductile intergranulaire est elle aussi possible par la présence de précipités, d'inclusions ou autres défauts aux joints de grains. Ces fragilisations donnent lieu à une décohésion aux joints de grains avec la présence des cupules localisées.

Les ruptures brutales de métaux, pour tenter d'être identifiées, doivent nécessairement faire l'objet d'observations à la fois macrographiques et microscopiques. L'examen de la déformation plastique à l'œil nu n'est pas suffisante pour décrire le mécanisme de rupture gouvernant le matériau. La morphologie des cassures vise à mieux comprendre les amorces

de fissure et leur mode de propagation.

Par ailleurs, comme le montre la figure 2.10 plusieurs aspects caractéristiques peuvent coexister sur un même faciès : cupules, facettes lisses, rivières. Le recours à des analyses complémentaires (chimique, métallographique) peut alors aider à la compréhension, par exemple en mettant en évidence des ségrégations d'éléments, des porosités ou des défauts.

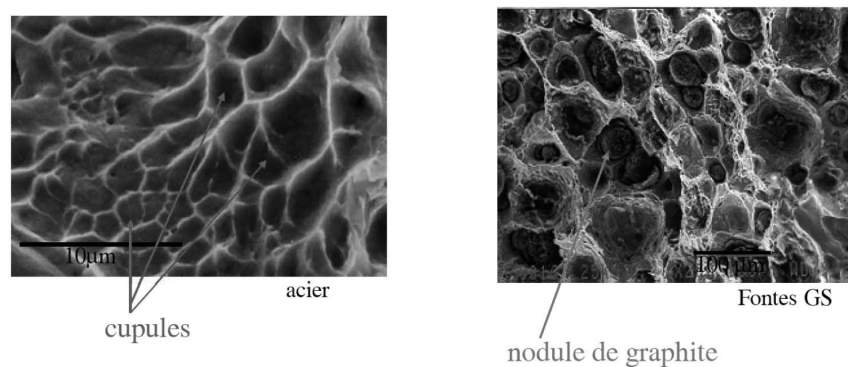


FIGURE 2.9 – Faciès de rupture ductile caractérisés par la présence de cupules au MEB (Verdu, 2012)[10].

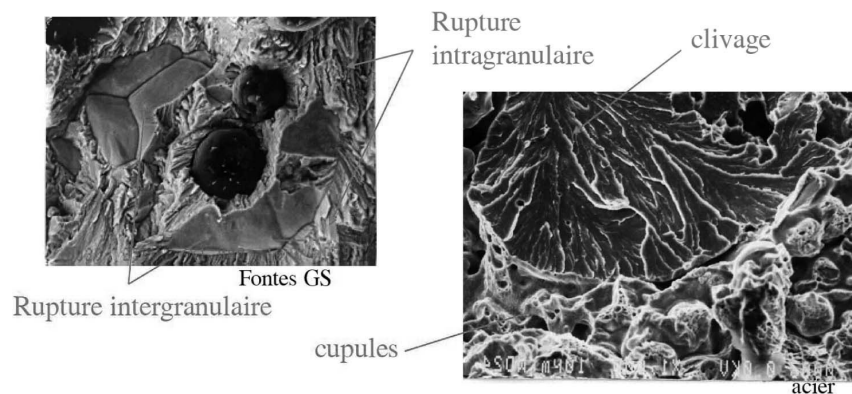


FIGURE 2.10 – Faciès de rupture présentant plusieurs types différents de ruptures localisés au MEB (Verdu, 2012)[10].

2.3 Le comportement à la rupture des alliages à mémoire de forme

Les dernières décennies ont vu se développer un grand nombre d'activités de recherche à la fois expérimentales, et théoriques sur le comportement thermomécanique des AMF. Les propriétés des AMF sont principalement attribuées à la transformation de phase induite sous contrainte mécanique ou à la réorientation de plaquettes de martensite. Les modèles développés sont désormais utilisés pour dimensionner les structures : actionneurs, montures de lunettes, outils d'orthodontie, stents... Leur intégration réussie doit aussi passer par l'analyse des performances à long terme et des durées de vie des systèmes notamment quand il s'agit de développer des applications biomédicales.

D'où l'intérêt, relativement récent mais désormais accru, du comportement à la rupture des AMF. L'évolution des fissures et le comportement à la rupture des AMF ne peuvent pas être envisagés comme celles de matériaux courants comme l'acier. En particulier, les fortes contraintes locales au niveau des discontinuités (géométriques ou microfissures) peuvent modifier la microstructure localement par le biais d'une transformation de phase. Depuis quelques années, l'enjeu des études expérimentales et théoriques est de mettre en évidence et de prédire l'effet de la transformation de phase sur le comportement à la rupture des AMF. C'est l'utilisation grandissante du NiTi en médecine qui a en premier initié l'intérêt des études relatives à la tenue en fatigue des AMF.

Les premières études sur la propagation des fissures en fatigue

Des développements pour l'amélioration des stents, en vue de leurs implantations dans le corps humain, ont motivé une grande partie de ces études, comme par exemple les expériences sur la propagation de fissure en fatigue dans le Nitinol menées par (McKelvey et Ritchie, 2001)[31]. Ces essais de propagation par charge/décharge successives ont été pilotés en vitesse de déplacement ($\dot{\epsilon} = 2,67 \cdot 10^{-5} s^{-1}$) et menés en condition isotherme pour des températures allant de $-196^{\circ}C$ et $120^{\circ}C$, sur des éprouvettes compactes en forme de disque. Ils ont permis aux auteurs de conclure que la résistance à la rupture en fatigue augmente avec la diminution de la température. Ils ont aussi montré que la transformation sous contrainte d'une éprouvette initialement austénitique pouvait être totalement supprimée en déformations planes à cause du taux de triaxialité plus grand qu'en contraintes planes, cas privilégié où la transformation martensitique se produit. (Robertson & Ritchie, 2007)[32] ont aussi mené des expériences sur la résistance à la rupture en fatigue, sur des tubes en Nitinol à paroi minces ($\approx 400\mu m$), dans des conditions simulant le 'in-vivo'. Ces essais ont permis de constater un seuil en fatigue plus élevé et une résistance à la rupture plus faible que dans les études menées précédemment pour des éprouvettes massives en Nitinol.

Une étude in-situ par diffraction de rayons X menée par (Daymond et al., 2007)[33] a permis d'observer une cartographie du champ de déformation sur une éprouvette CT en

NiTi initialement martensitique lors d'essais de fatigue (voir figure 2.11). Elle met en évidence un phénomène de localisation au voisinage de la pointe de fissure similaire aux métaux élasto-plastiques.

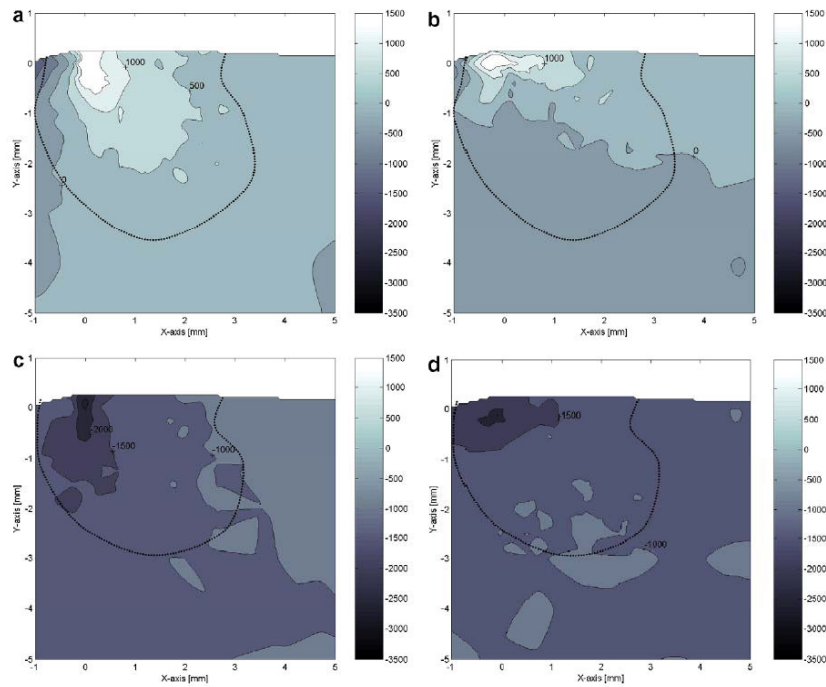


FIGURE 2.11 – Cartographies des champs de déformation pour un chargement fixé. (a) Déformation longitudinale ϵ_{yy} . (b) Déformation transversale ϵ_{xx} .

Plus récemment, l'équipe de Gloanec (Gloanec et al., 2010)[34] s'est intéressé à l'initiation des fissures de fatigue sur des éprouvettes cylindriques en NiTi avec des essais cycliques interrompus. Des observations au MEB révèlent que le processus commence, après l'apparition de plaquettes de martensite, par l'apparition de microfissures dont les sites d'initiation sont les interfaces et aussi les joints de grain (voir figure 2.12). La coalescence et l'augmentation de ces fissures conduit à la rupture de l'éprouvette avec un faciès d'aspect fragile. L'initiation des fissures et leur propagation se produisent dans les 20% du temps restant de la durée de vie totale en fatigue. Les études relatives au comportement en fatigue du Nitinol ont conduits aux développements menés sur la rupture et qui soulèvent des questions tout aussi importantes.

2.3.1 Les études expérimentales de la rupture des AMF

2.3.1.1 Les CuAlNi

Des études expérimentales ont d'abord été menées sur des alliages à mémoire de forme de type CuAlNi. (Loughran et al., 2003)[35] ont mené des travaux expérimentaux sur la rupture d'un monocristal de CuAlNi en utilisant une caméra CCD adossée à un microscope métallographique.

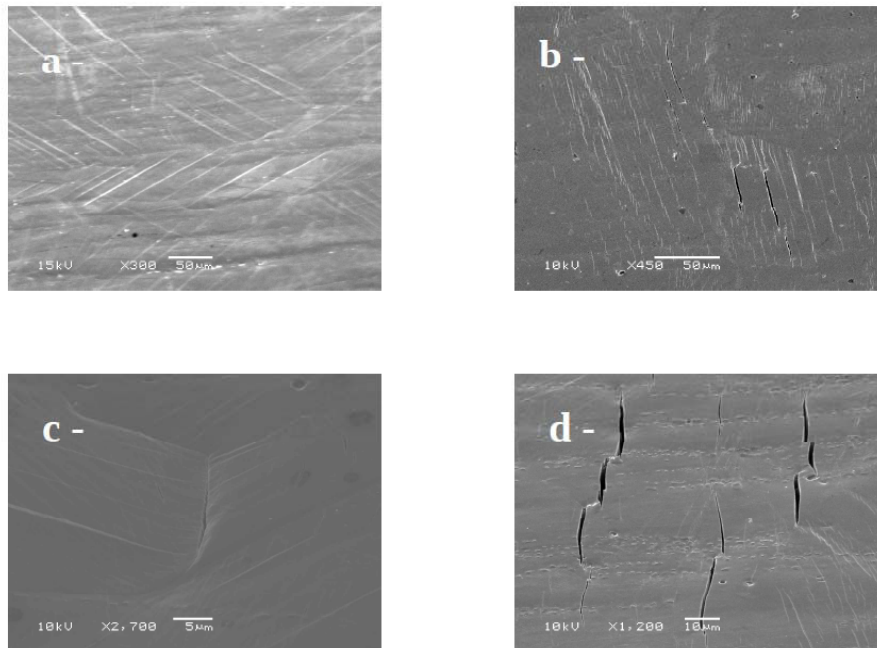


FIGURE 2.12 – Observations au MEB de la surface d'une éprouvette au cours du chargement. (a) Plaquettes de martensite. (b) Initiation des fissures aux interfaces martensite/martensite. (c) Initiation de fissure aux joints de grain. (d) Propagation des fissures.

Ces expériences montrent que la propagation de la fissure dans un monocristal dépend fortement, d'une part, du type de microstructure qui se forme et d'autre part de la façon dont cette microstructure interagit avec la croissance de la fissure. Ce qui signifie que le comportement à la rupture observé est fortement dépendant de la transformation de phase qui se produit. Loughran et al. précisent que dans le cas d'un alliage polycristallin, il faudrait prendre en compte le rôle des contraintes intergranulaires.

Une autre étude originale sur des monocristaux de CuAlNi a été conduite par (Vasko et al., 2002)[36]. Les auteurs ont observé la formation de variantes de martensite près de la pointe de fissure sur un monocristal de CuAlNi chargé en traction (voir figure 2.13). La microstructure martensitique proche de la pointe de fissure observée expérimentalement a été comparée avec les prédictions d'un modèle combinant un champ de contrainte linéaire anélastique en pointe de fissure et la CTM (Crystallographic Theory of Martensite). Ils

ont pu montrer que la méthode permet de prédire l'orientation et le nombre de variantes de martensite qui se forment initialement à proximité de la fissure mais pas les niveaux de chargement auquel les variantes sont activées.

(Lu et al., 2002)[37] se sont intéressés à l'alliage CuAlNi en utilisant un microscope in-situ pour comprendre les mécanismes d'initiation des microfissures. Ils ont montré que différentes variantes de martensite apparaissent autour du fond d'entaille au cours du chargement et qu'elles sont immédiatement suivies par des microfissures qui s'initient le long des interfaces entre les phases de base et de martensite. Des travaux plus récents menés par (Crone et al., 2007)[38] utilisent des techniques de nano et micro-indentation couplées à des mesures par EBSD (Electron Backscatter Diffraction) pour caractériser et identifier les variantes de martensite et les plans de glissements plastiques visibles près de l'empreinte.

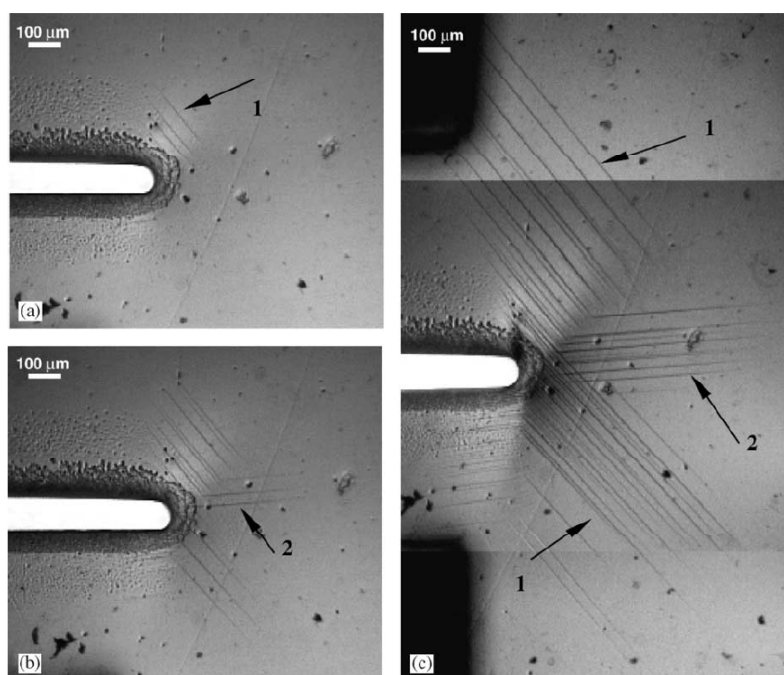


FIGURE 2.13 – Observation au microscope métallurgique de l'apparition de variantes de martensite (indiquées par les flèches) au cours du chargement (de (a) à (c)) en traction d'une éprouvette entaillée.

Les premières investigations expérimentales de la rupture des AMF ciblent essentiellement des monocristaux cuivreux. Bien que les cuivreux présentent des avantages économiques en termes de fabrication en comparaison des NiTi, ces derniers possèdent des propriétés mécaniques séduisantes : résistance, corrosion... Ils font donc eux aussi l'objet d'un certain nombre d'études concernant leurs propriétés à rupture.

2.3.1.2 Les NiTi

Les premiers travaux disponibles sur la rupture des NiTi monocristallins et polycristallins, vieillis à chaud, sont développés par l'équipe de Gall (Gall et al., 2001)[39]. Ces travaux montrent les faciès de rupture de monocristaux et polycristaux contenant des précipités Ti_3Ni_4 de différentes tailles et testés sous différents chargement (rupture cyclique ou pas). La rupture des monocristaux vieillis est dominée par du clivage le long des plans cristallographiques privilégiés, mais qui présente aussi des phénomènes de nucléation, croissance et coalescence de vides, amorcés aux niveaux des précipités.

La rupture des polycristaux présente à la fois du clivage et aussi du déchirement ductile. Par la suite, des travaux de l'équipe de He (He et al., 2004)[40] ont concerné la rupture d'échantillons préfissurés de NiTi et fragilisés par des solutions hydrogénées. La ténacité dépend alors surtout de la quantité d'hydrures au sein du matériau et diminue très significativement avec l'augmentation de la concentration en hydrogène.

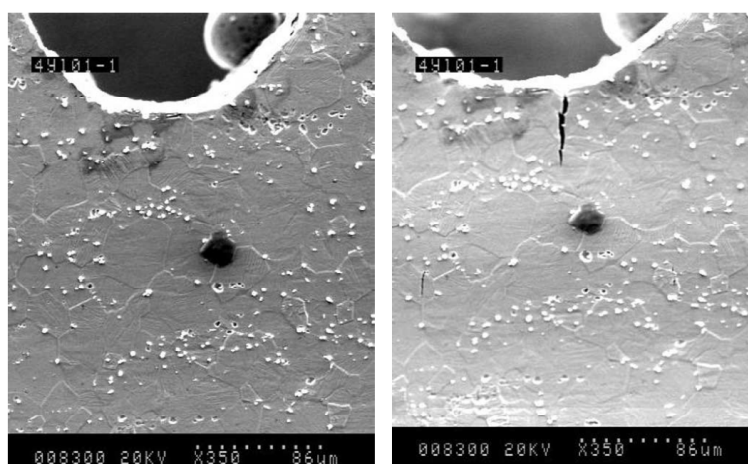


FIGURE 2.14 – Initiation d'une fissure intragranulaire à la pointe d'une entaille au cours d'un chargement mécanique.

Sur des essais similaires à ceux de Gall, l'équipe de Chen (Chen et al., 2005)[41] a suivi, à l'aide d'un MEB, la propagation de fissure à travers des grains à la surface d'éprouvettes entaillées (voir figure 2.14). Les auteurs ont montré que la fissure s'initie à la pointe de fissure et que la direction de propagation dépend du mode de chargement. À l'observation des faciès, ils qualifient la rupture de quasi-fragile : clivage avec du déchirement ductile (voir figure 2.15). À la suite de ces premières investigations, des études se sont intéressées à la transformation martensitique en pointe de fissure, le but étant de la caractériser sous différents angles.

C'est ainsi que (Daly et al., 2007)[42] et (Creuziger et al., 2008)[43] ont réalisé des ob-

servations in-situ pendant des essais de rupture respectivement sur des plaques minces polycristallines fissurées et des éprouvettes diabolo fissurées monocristallines. Le travail de Daly a donné pour la première fois le champ de déformation au voisinage de la pointe de fissure par la technique de corrélation d'images. Ce dernier possède de fortes ressemblances avec les zones plastiques, observables en pointe de fissure des matériaux élasto-plastiques classiques (voir figure 2.16). Quant à l'équipe de Creuziger, elle a pu observer à l'aide d'un microscope, le développement des variantes de martensite de part et d'autre du front de fissure, à la manière des travaux de (Vasko et al., 2002)[36]. Ils montrent que la forme générale de la zone de transformation associée aux régions d'apparition des variantes ne varie pas au cours de la fissuration.

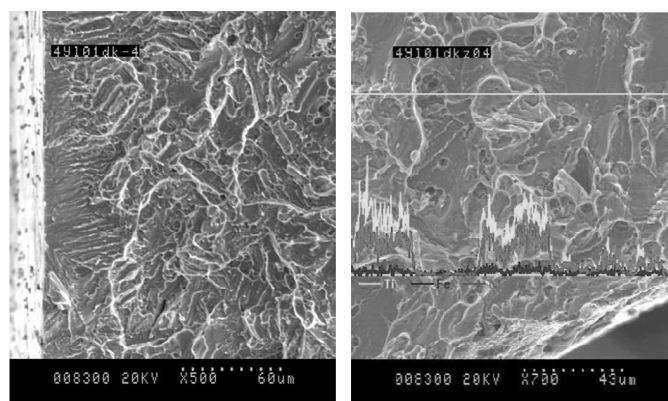


FIGURE 2.15 – Faciès d'éprouvettes de NiTi menées jusqu'à la rupture avec clivage et déchirement ductile. (a) x500. (b) x700.

Enfin, l'étude expérimentale la plus récente sur le NiTi, couplée à un modèle éléments finis sous le logiciel ABAQUS est due à (Wang X.M. et al., 2009)[44]. Elle s'intéresse à l'influence de la taille et de la forme des entailles en s'appuyant sur des faciès obtenus à la suite d'essais de rupture en mode I, et des distributions de contraintes et de déformations issues du modèle (voir figure 2.17).

La géométrie et la taille du rayon en pointe de fissure joue très clairement un rôle dans le mécanisme de rupture : plus la fissure est aiguë, plus faible est la contrainte moyenne nécessaire au démarrage de la transformation martensitique, plus petite est la zone de transformation prédite numériquement et plus fragile est l'aspect des faciès.

Les observations expérimentales réalisées sur des AMF à la rupture ont mis à jour des phénomènes de localisation et le mécanisme de formation de la martensite au voisinage de la pointe de fissure d'éprouvettes en AMF. Il faut noter l'importance de techniques d'observations pertinentes pour caractériser ce phénomène relativement complexe et très localisé. Les études ont montré que la transformation de phase induite sous contrainte et

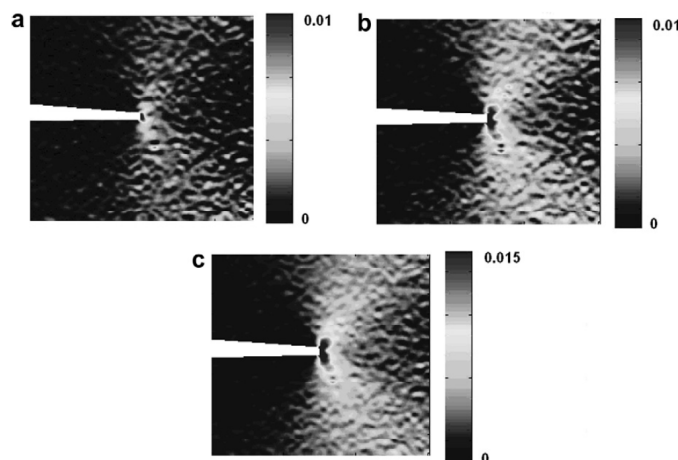


FIGURE 2.16 – Cartographies du champ de déformation longitudinale ϵ_{yy} en mode I à différents stades de chargement (de (a) à (c)).

la géométrie de la fissure elle-même affectent le mécanisme de rupture. La caractérisation des régions de transformation, et également, de la distribution des déformations au sein de celles-ci sont encore à investiguer.

2.3.2 Les études théoriques de la rupture des AMF

Les études expérimentales ont montré qu'il se produit une transformation de phase au voisinage de la pointe de fissure, grâce à l'observation de la formation de plaquettes de martensite au cours du chargement, et qui est associée à une localisation en déformation. (Daly et al., 2007)[42] propose une schématisation du phénomène illustrant le mécanisme qui se déroule en pointe de fissure au cours du chargement (voir figure 2.18).

L'apparition des variantes de martensite est contenue dans une zone au voisinage de la pointe de fissure, cette zone de début de transformation s'étend à mesure de la progression du chargement. Puis toujours avec l'augmentation de la charge, au sein de cette zone, et au voisinage immédiat de la pointe de fissure, il apparaît une zone dite saturée en martensite où la transformation serait théoriquement complète. Dans cette région de saturation, le comportement du matériau est celui de la martensite élastique. Enfin, si la charge augmente toujours et que le matériau est suffisamment ductile, la martensite en pointe de fissure peut potentiellement entrer en plastification. Ce phénomène est très local.

Les travaux développés dans cette thèse se limitent à la détection et à la prédiction de la zone de transformation, zone où la transformation de phase induite sous contrainte joue donc un rôle majeur dans la distribution des contraintes autour de la pointe de fissure. Pour tenter d'analyser ce mécanisme, des études numériques ont été réalisées depuis ces

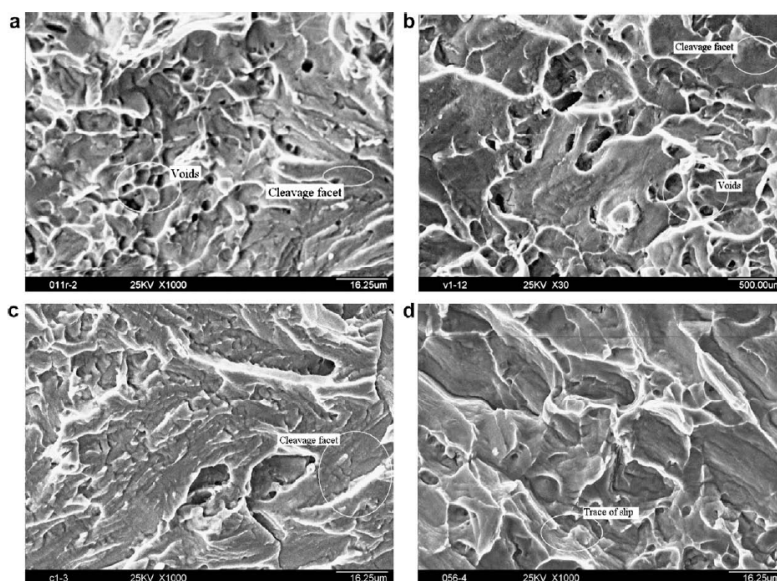


FIGURE 2.17 – Faciès de rupture d'éprouvettes avec différents types d'entailles. (a) Entaille semi circulaire de rayon 1 mm. (b) Entaille en V de rayon 1 mm. (c) Entaille infiniment aiguë. (d) Entaille semi-circulaire de rayon 0.5 mm.

dix dernières années soient à partir de codes de calculs par éléments finis commerciaux soit à partir de modèles analytiques.

2.3.2.1 Les modèles analytiques

(Birman, 1998)[45] a mené une étude analytique sur la rupture isotherme en mode I des AMF en contraintes planes. Les travaux sont basés sur une version 2D du modèle constitutif de Tanaka pour les alliages à mémoire de forme (Tanaka, 1986)[46] et l'expression d'un rayon plastique en pointe de fissure issu de la théorie linéaire élastique de la rupture. Le modèle permet d'estimer l'extension de la zone de transformation de phase dans l'axe de la fissure. Pour Birman, la ténacité à la rupture est influencée par la transformation sous contrainte à proximité de la pointe de fissure et nécessite d'autres investigations.

Un autre modèle basé sur la méthode d'inclusion d'Eshelby (Eshelby, 1957)[47] et de la fonction de poids est développé pour le mode I dans (Yi et Gao, 2000)[48] et pour les modes mixtes I+II dans (Yi et al., 2001)[49]. Les auteurs ont étudié les mécanismes de la ténacité à la rupture des AMF dus à la transformation martensitique en contraintes planes.

Les résultats analytiques sur le mode I montrent d'une part, que quand la contrainte appliquée augmente, la zone de transformation martensitique s'étend; et d'autre part, que la transformation martensitique réduit localement les contraintes en pointe de fissure et augmente la ténacité de l'éprouvette. Les auteurs montrent aussi que l'augmentation

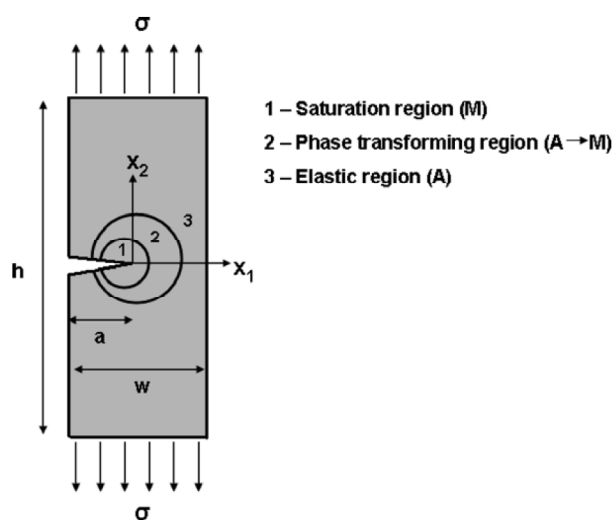


FIGURE 2.18 – Schéma de principe du mécanisme de transformation de phase se déroulant au voisinage de la pointe de fissure. (3) Région complètement austénitique. (2) Région en cours de transformation. (1) Région dite saturée en martensite.

de la température permet de relâcher les contraintes et donc est un bon moyen de limiter ou d'arrêter le propagation de la fissure.

En mettant en œuvre le même raisonnement sur la ténacité à la rupture des AMF avec une macro-fissure soumise à un chargement de modes mixtes, (Yi et al., 2001)[49] utilisent le taux de restitution d'énergie plutôt que les facteurs d'intensité de contraintes pour analyser ce mode. Ils observent que les zones de transformation sont non symétriques et que sous ce type de chargement, la transformation martensitique réduit le taux de restitution d'énergie en pointe de fissure, ce qui augmente là encore la ténacité à la rupture.

A la suite de ce modèle, (Freed et Banks-Sills, 2007)[50] ont développé un modèle à zone cohésive dérivé du champ de contraintes de la mécanique linéaire élastique de la rupture pour analyser les effets de la transformation martensitique sur la résistance à la croissance de la fissure. Ils montrent que si une transformation inverse a lieu (par exemple lors d'une décharge avant la rupture), comme récemment établie expérimentalement par (Gollerthan et al., 2009)[51] par une mesure par thermographie infra-rouge, la ténacité de l'éprouvette diminue.

Très récemment, des travaux analytiques ont été publiés sur la prédiction de l'extension des zones de transformation dans la direction de la propagation de la fissure. Par souci de simplification, ces modèles ne considèrent que l'étendue de la zone de transformation dans la direction de la fissure (ce qui a pour conséquence que les zones de transformation sont des cercles). Pour chacun d'entre eux, une corrélation avec un modèle éléments finis est faite. En 2010, (Desindes et Daly, 2010)[52] proposent un modèle analytique de prédiction de la taille des surfaces de charge pour le mode III. Ce modèle est basé sur un critère élasto-plastique et permet de connaître les trois frontières des zones de transformation :

la frontière austénitique/ (austénitique + martensite), la frontière (austénitique + martensite) / martensite élastique et la frontière martensite élastique/martensite plastique. Pour la prédiction de la zone de début de transformation, les auteurs ont un écart de 50% entre le modèle analytique et le modèle éléments finis qui tombe à 7% lorsqu'il s'agit de prédire le confinement de la zone plastique martensitique.

De leurs côtés, (Maletta et Furguele, 2010)[53] ont développé un modèle analytique en contraintes planes pour le mode I, qui permet de prédire l'extension de la zone de fissure dans la direction de propagation pour les trois frontières précédemment décrites. Le modèle est basé sur un critère plastique de Von Mises et sur le rayon plastique d'Irwin (issu de la mécanique linéaire élastique de la rupture). Le modèle éléments finis réalisé avec l'hypothèse de plasticité non-linéaire, donne des résultats relativement similaires au modèle analytique. Par ailleurs, les auteurs montrent que l'augmentation de la température de l'essai a pour effet de réduire la taille des zones de transformation.

2.3.2.2 Les modèles éléments finis

Il existe dans la littérature des études sur la rupture des AMF au moyen de modélisations éléments finis dont certaines ont été mentionnées plus haut (X.M. Wang et al., 2009)[44], (Desindes et Daly, 2010)[52], (Maletta et Furguele, 2010)[53].

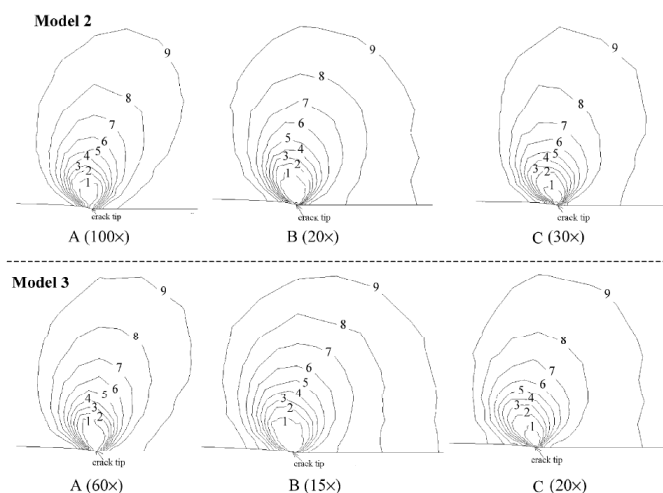


FIGURE 2.19 – Contours des isovaleurs de fraction de martensite transformée en pointe de fissure avec une longueur de fissure de 1 mm (modèle 2) et de 2 mm (modèle 3), toutes deux avec un rayon de fissure de 2 mm.

Antérieurement à ces études, (X.M. Wang et al., 2005)[54] ont mené des travaux sur la formation de martensite le long de la fissure dans du Nitinol superélastique en utilisant l'implémentation du modèle pseudoélastique d'Auricchio-Taylor-Lubliner, développé dans (Auricchio & Taylor, 1997)[55] et (Auricchio et al., 1997)[56] sous Abaqus (voir figure

2.19). Ils ont examiné la zone de transformation martensitique induite sous contrainte à proximité de la pointe de fissure d'éprouvette compacte de traction (CT Compact tension) avec et sans préfissure. Ils ont observé que la taille des zones saturées et de transformation augmentent avec la longueur de la fissure, et que la fissure se propage à l'intérieur de la martensite induite sous contrainte. Les auteurs ont aussi remarqué des similitudes entre la formation de martensite induite sous contrainte autour de la pointe de fissure et la formation d'une zone plastique autour de la pointe de fissure dans un matériau élasto-plastique classique.

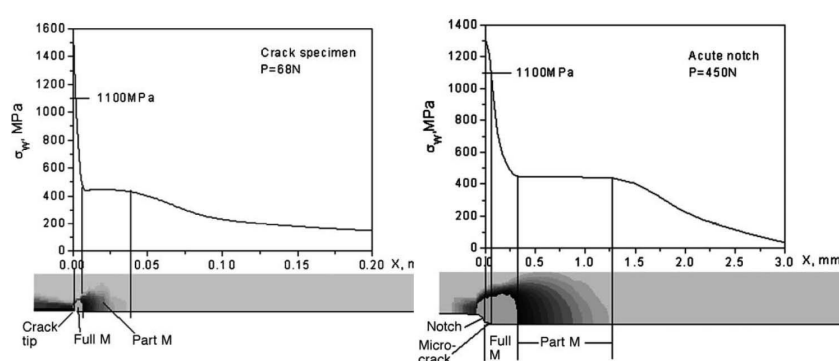


FIGURE 2.20 – Distribution des contraintes quand la déformation plastique équivalente en pointe de fissure vaut 0.1 pour une éprouvette avec un rayon de fissure de 0.002 mm (a) et 0.125 mm (b).

Un autre contributeur, G.Z. Wang, a publié plusieurs études numériques sur la transformation en pointe de fissure du comportement à la rupture, appliquée au NiTi. Le code de calcul Abaqus et le modèle d'Auricchio sont encore utilisés ici. Dans (G.Z. Wang, 2006)[57], l'effet des rayons de fissure sur la transformation de phase est étudié (voir figure 2.20). Ils montrent notamment que pour observer des zones de transformation de taille égale, l'effort nécessaire pour des fissures aiguës est plus important qu'avec un grand rayon de fissure. Et donc logiquement, quand le rayon de fissure augmente, la taille des zones de transformation augmente.

Dans (G.Z. Wang et al., 2010)[58], les auteurs s'intéressent aux effets la triaxialité sur la transformation de phase en pointe de pointe de fissure. Ils montrent que la taille des zones de transformation sont plus réduites en contraintes planes qu'en déformations planes à cause de la forte triaxialité des contraintes en pointe de fissure, observation identique à celle faite à propos de la zone plastique en pointe de fissure de matériaux élasto-plastique classiques (voir figure 2.21). Par ailleurs, le mécanisme de propagation de fissure en déformations planes est plus instable qu'en contraintes planes. Le mécanisme qui domine rupture en déformations planes est le clivage alors qu'en contraintes planes, c'est plutôt une combinaison de clivage et de déchirement ductile.

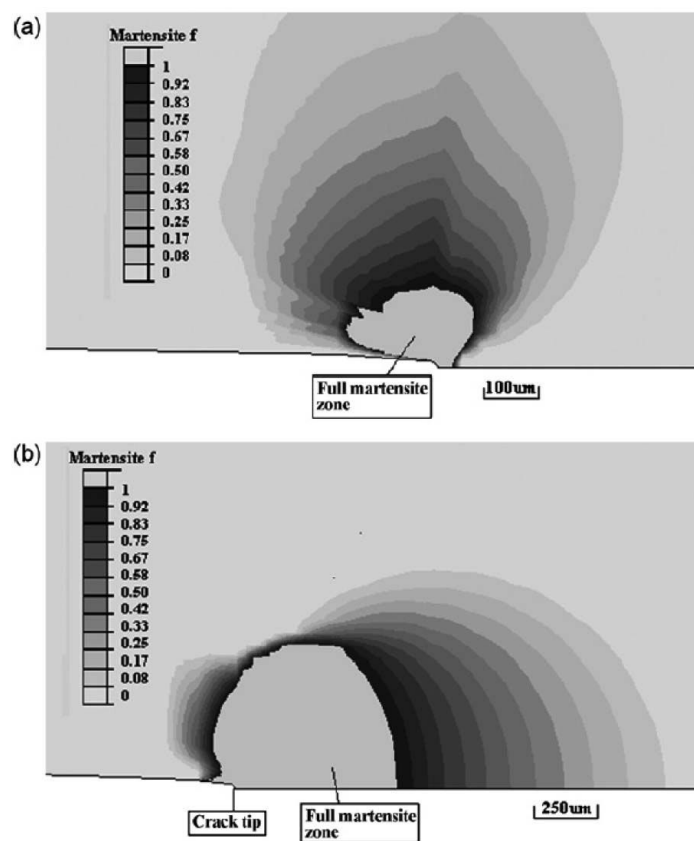


FIGURE 2.21 – Distribution de la fraction de martensite transformée en contraintes planes (a) et en déformations planes (b) pour le même chargement appliqué.

2.4 Conclusions

Dans ces études, de nombreuses questions sont soulevées :

- Quel est le mécanisme joué par la transformation de phase dans la ténacité de l'éprouvette ?
- Quelle est l'évolution des champs de déformations au cours de la fissuration ?
- Peut-on développer des critères analytiques de rupture appropriés pour prédire la transformation de phase en pointe de fissure ?

Ces travaux s'inscrivent dans le cadre du comportement à la rupture des AMF en particulier à l'analyse de la transformation de phase en pointe de fissure. Les études disponibles proposant des modélisations analytiques ne prennent pas en compte la forme réelle du phénomène de transformation de phase en pointe de fissure. Elles se limitent à la prédiction de l'extension des zones de transformation ou des zones saturées suivant l'axe de

la propagation de la fissure. Il faut noter qu'aucune d'entre elles ne prend en compte le comportement dissymétrique en traction/compression de l'AMF. A contrario des modèles éléments finis, aucun modèle analytique actuel ne prend en compte le paramètre géométrique du rayon de fissure. Les calculs analytiques développés au troisième chapitre proposent de satisfaire un certain nombre de ces manques.

Par ailleurs, sur le plan expérimental, seulement une étude (Daly et al., 2007)[42] a montré l'évolution des champs de déformation des zones de transformation, obtenus par une technique de corrélation d'images sur des plaques minces ($400\ \mu m$) de NiTi. Un réel intérêt existe à pouvoir corréler l'ensemble des résultats théoriques avec des mesures expérimentales. Les enjeux de ces travaux sont de pouvoir mettre en évidence l'influence du rayon de fissure sur les zones de transformation et de fait, sur la ténacité, de proposer un modèle analytique prédictif de la zone de transformation autour de la pointe de fissure (Chapitre 3), et de mettre en place un montage expérimental permettant de mesurer les champs cinématiques et de température (Chapitre 4) dans une perspective de validation de modèle.

Chapitre 3

Modèle analytique de la transformation de phase

La défaillance des structures en AMF et sa prévention constituent une problématique de vif intérêt notamment pour l'industrie biomédicale ou aéronautique. La durée de vie d'un matériau ou d'une structure est conditionnée par sa résistance en fatigue, au fluage, aux phénomènes de vieillissement des alliages (notamment l'effet mémoire), le cas échéant sa corrosion en milieu tissulaire, et évidemment, sa résistance à la rupture. L'utilisation de ces structures soumises à des chargements complexes a motivé cette investigation sur le comportement à la rupture des AMF. Le cadre d'étude est la propagation de fissures macroscopiques déjà amorcées à la suite de l'endommagement, et conduisant à la ruine de la structure AMF.

Tout comme les matériaux élasto-plastiques, qui, soumis à un chargement mécanique, voient se développer une zone de déformation plastique au voisinage de la pointe d'une fissure, à partir d'une éprouvette austénétique sous chargement mécanique, le matériau AMF voit se développer une zone de transformation martensitique. Les AMF sont considérés comme des matériaux fragiles (i.e. leurs allongements à la rupture ne dépassent pas les 10% à 15% en général). Le cadre considéré sera celui de la mécanique linéaire élastique de la rupture.

L'enjeu de cette étude est de prédire qualitativement et quantitativement le mécanisme de transformation de phase des AMF à la rupture. Sur un matériau présentant une entaille et sous sollicitation mécanique, une concentration de contrainte localisée amorce le début de la transformation de phase à cet endroit. Le modèle développé ici a pour objectif de prédire la forme et la taille de la zone de transformation pour différents modes de sollicitations, et dans les configurations avec et sans rayon de fissure. Le comportement des AMF étant non linéaire, cet aspect doit être pris en compte dans la redistribution des contraintes qui se produit en pointe de fissure.

3.1 Préambule au modèle analytique

L'objectif du modèle est, dans le cas d'une éprouvette entaillée, sous contrainte, de mettre en évidence les lieux de transformation martensitique : d'en prédire la forme et la taille de la zone concernée en prenant en compte la dissymétrie en traction/compression déjà incluse dans les lois de comportement AMF.

Dans toute la suite du manuscrit, le cas considéré est celui d'une éprouvette plane et rectangulaire avec une entaille rectiligne de longueur a et située à mi-hauteur et sur le bord de sa plus grande dimension (voir figure 3.1). La formulation de la surface de transformation concernera d'abord le cas d'une éprouvette à rayon de fissure nul, puis son extension avec un rayon de fissure non nul dans le cas du mode I.

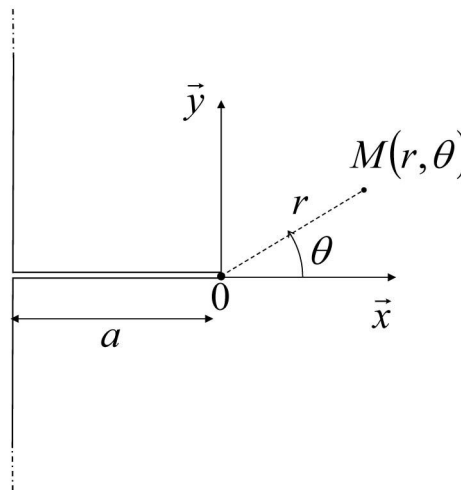


FIGURE 3.1 – Schéma du repère de référence en pointe de fissure.

Avant de décrire en détail le critère et le modèle, il est utile de rappeler que le formalisme et les notations utilisés dans la suite du chapitre sont notés au début du document.

3.1.1 Rappels sur la mécanique de la rupture

Le modèle analytique repose sur l'hypothèse que le champ de contraintes en pointe de fissure est de la forme de celui issu de la mécanique linéaire élastique de la rupture. Comme abordé plus en détail dans le chapitre précédent, la présence de défauts dans un matériau affaiblit sa résistance à la rupture, car une contrainte appliquée peut s'amplifier ou se concentrer à leurs extrémités, et à un degré variant selon la dimension, la forme géométrique et l'orientation des défauts.

L'analyse du champ de contraintes au voisinage de la fissure constitue un point d'étude majeur dans la mécanique de la rupture. Chaque chargement de rupture, peut se décomposer comme une combinaison des trois modes élémentaires de rupture, présentés au chapitre 2 et illustrés sur la figure 2.4 : le mode I d'ouverture dans le plan, le mode II de cisaillement dans le plan et le mode III de cisaillement antiplan.

Sa résolution s'appuie sur le principe de superposition des solutions en élasticité linéaire. Quel que soit le problème (plan), au voisinage de la pointe de fissure, la répartition des contraintes est régie par un champ singulier qui varie en $\frac{1}{\sqrt{r}}$ avec r , la première coordonnée cylindrique dont l'origine du repère est la pointe de la fissure (voir Figure 3.1).

(Irwin, 1957)[25] a établi que, quel que soit le corps considéré contenant une entaille et le mode de chargement, le premier terme du développement limité des contraintes σ_{ij} solution d'un problème plan d'élasticité, linéaire, isotrope a pour forme générale :

$$\sigma_{ij}(r, \theta) = \frac{K_{\Omega}}{\sqrt{2\pi r}} q_{\Omega ij}(\theta) + o\left(\frac{1}{\sqrt{r}}\right) \quad (3.1)$$

Avec Ω l'indice correspondant au mode de chargement de la fissure ($\Omega = I, II, III$ respectivement pour les modes I, II, et III), K_{Ω} le facteur d'intensité de contraintes à déterminer dépendant de la géométrie de l'éprouvette et de la fissure et du mode de chargement Ω , et $q_{\Omega ij}$ une fonction connue qui dépend du mode de chargement Ω et qui sera détaillée plus loin.

Le paramètre K_{Ω} permet de mesurer l'intensité de la singularité du champ de contraintes en pointe de fissure. Ce facteur d'intensité de contraintes, exprimé en $MPa.m^{\frac{1}{2}}$ est déterminé à partir :

- De la contrainte appliquée et du mode de chargement et des conditions limites sur la pièce fissurée,
- de la géométrie de la/des fissure(s) : longueur, positionnement, forme si non rectiligne,
- de la géométrie de la pièce fissurée : dimensions, forme.

Son calcul est numérique, certains cas courants peuvent être calculés analytiquement et sont répertoriés dans le Handbook de (Murakami, 1987)[13]. Il existe une valeur critique de K_{Ω} , le facteur critique d'intensité de contraintes $K_{\Omega C}$, en deçà de laquelle la fissure est circonscrite. Ce dernier renvoie à la résistance à la rupture fragile d'un matériau renfermant une fissure. Le facteur critique d'intensité de contraintes dépend de la géométrie de la pièce fissurée. Dans le chapitre 4, il sera question de le déterminer expérimentalement pour différentes géométries d'éprouvette.

Considérant l'expression du champ de contraintes en pointe de fissure, ce dernier serait théoriquement infini. Mais tout comme les matériaux élasto-plastiques sont le siège d'une plastification au voisinage de la pointe de fissure, les AMF y initient une transformation de phase martensitique comme illustrée expérimentalement par (Vasko et al., 2002)[36] sur un CuAlNi et (Creuziger, 2008)[43] sur un NiTi. Dans cette zone locale, le champ de contraintes doit être associé au comportement pseudo-élastique 3D de l'AMF.

3.1.2 Les surfaces de charge dans l'espace des contraintes

En élasticité, les métaux présentent une limite de contraintes dite élastique qui figure la frontière entre le comportement élastique du matériau traduit par des déformations réversibles et au-delà, le comportement plastique attesté par des déformations irréversibles. La représentation de la limite élastique est très simple dans le cas d'un essai uniaxial comme le montre la figure 3.2.

En se limitant au cas des matériaux isotropes, ce critère de transition élasto-plastique est généralisé aux chargements multi-axiaux par le calcul d'une fonction prenant en compte les trois invariants du tenseur des contraintes σ . Pour la plupart des matériaux métalliques, il y a incompressibilité et indépendance du comportement vis-à-vis de la contrainte hydrostatique. Cela revient à faire intervenir non pas le tenseur des contraintes mais son déviateur S_σ . La fonction critère utilisée dépend alors des invariants du déviateur du tenseur des contraintes.

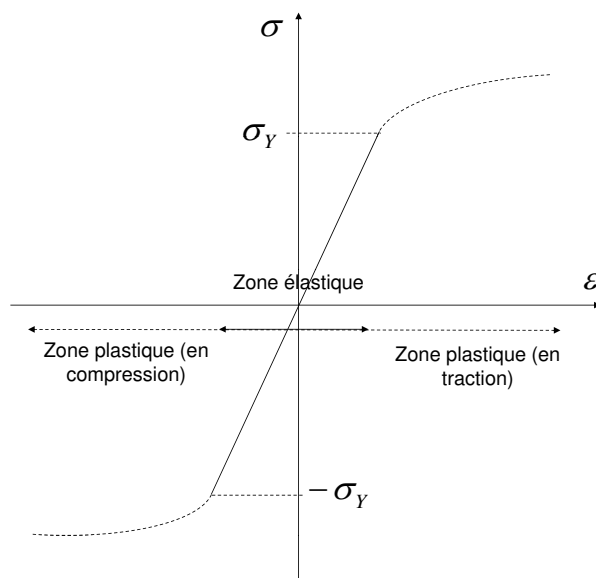


FIGURE 3.2 – Schéma d'un comportement elasto-plastique.

Il s'agit donc de trouver le domaine de plasticité c'est-à-dire la courbe frontière dans l'espace des contraintes principales où le comportement du matériau passe d'élastique à élasto-plastique. La fonction critère F peut s'écrire :

$$\begin{cases} F(S_\sigma, \sigma_y) = 0 \\ F(S_\sigma, \sigma_y) < 0 : \text{comportement} \quad \text{élastique} \\ F(S_\sigma, \sigma_y) > 0 : \text{comportement} \quad \text{élasto-plastique} \end{cases} \quad (3.2)$$

Avec σ_y la limite d'élasticité. Le résultat est appelé surface de charge. En plasticité isotrope, deux critères sont principalement utilisés : le critère de Tresca et le critère de von Mises. Le critère de Tresca représente le mieux les matériaux très ductiles. Cependant le critère de von Mises est le plus employé car sa manipulation est plus aisée dans les calculs. La fonction critère de von Mises est une expression linéaire faisant directement intervenir la contrainte équivalente de von Mises $\bar{\sigma}$:

$$F(\bar{\sigma}, \sigma_y) = 0 = \bar{\sigma} - \sigma_y \quad (3.3)$$

Avec $\bar{\sigma} = \kappa |S_\sigma|$ où $\kappa = \sqrt{\frac{3}{2}}$.

3.2 Formulation pour un rayon de fissure nul

3.2.1 Le critère de début de transformation

Le critère de début de transformation est défini dans l'espace des contraintes appliquées pour la détermination de la surface de début de transformation de phase. De nombreux auteurs ont développé des critères pour prédire les surfaces de transformation des AMF, et les valider par des essais multiaxiaux, et qui s'appuient sur différentes approches (parfois couplées) :

- des modèles basés sur la théorie cristallographique de la martensite (CTM) utilisant une procédure d'homogénéisation (Lexcellet et Blanc, 2004)[59], (Lexcellet et al., 2002)[60], (Bhattacharya et Schlömerkemper, 2004)[61]...
- des modèles phénoménologiques utilisant le cadre de la thermodynamique des processus irréversibles (Patoor et al., 1994)[62], ou la Théorie Cristallographique de la Martensite (CTM) (Bouvet et al, 2004)[11], et pouvant tenir compte de l'anisotropie du matériau (Taillard et al., 2006)[63]...

Dans ces travaux, le modèle analytique développé repose sur le même principe de la détermination d'une surface de charge dans un espace de contraintes bidimensionnel. La limite

d'élasticité est ici remplacée par la contrainte de début de transformation. La courbe convexe ainsi déterminée correspond théoriquement à l'apparition de la première variante de martensite pour un chargement donné, voir la figure 3.3. L'intérieur de la surface de charge correspond au domaine (élastique) austénitique et l'extérieur au domaine en cours de transformation martensitique.

L'équation de la surface de début de transformation est classiquement donnée par :

$$F(\sigma, T) = \bar{\sigma} - \sigma_C(T) = 0 \quad (3.4)$$

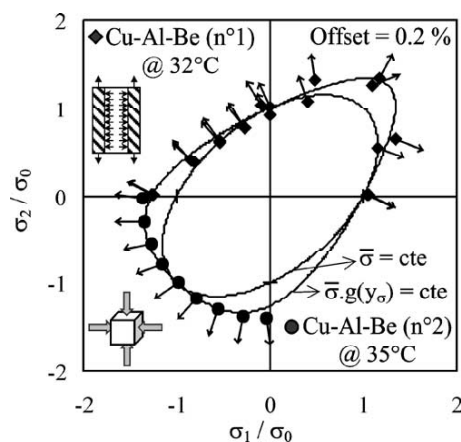


FIGURE 3.3 – Surfaces de début de transformation d'un CuAlBe : la première expérimentale, la deuxième issue du critère plastique de von Mises, identifiée comme $\bar{\sigma} = cte$ et la troisième, identifiée comme $\bar{\sigma}g(y_\sigma) = cte$ est issue d'un critère avec fonction de correction. Il y a une très bonne corrélation entre la surface corrigée et les points expérimentaux.(Bouvet et al., 2004)[11].

Avec $\sigma_C(T)$ la contrainte de début de transformation. Dans un souci de simplification, en première approximation, la contrainte de début de transformation sera considérée comme indépendante de la température en raison des essais quasi-isothermes réalisés et présentés au Chapitre 4. L'isotropie est aussi une hypothèse forte. Cependant, en considérant un agrégat de grains suffisamment nombreux et de taille relativement faible (de l'ordre 30 à 40 μm pour le NiTi étudié au chapitre 4), le cadre de l'étude se limitera à un comportement isotrope du matériau.

Les AMF ne présentent pas de variation de volume pendant la transformation de phase comme le rappelle (Patoor et al., 1995)[21], donc l'indépendance vis-à-vis de la pression hydrostatique reste vraie. Le critère de von Mises nécessite une modification pour décrire au mieux la surface de début de transformation afin d'intégrer les effets de la dissymétrie de traction/compression.

3.2.2 Le paramètre de dissymétrie traction/compression

Pour prendre en compte le phénomène de dissymétrie de traction/compression bien visible sur la Figure 3.3, les auteurs de (Bouvet et al, 2004)[11] ont défini une nouvelle contrainte équivalente σ_{eq} telle que :

$$\sigma_{eq} = \bar{\sigma} f(y_\sigma) \quad (3.5)$$

Avec y_σ correspondant à l'invariant de Lode, qui est en fait le troisième invariant du déviateur des contraintes S_σ , défini par la relation suivante sur $[-1, 1]$:

$$y_\sigma = \frac{27}{2} \frac{\det(S_\sigma)}{\bar{\sigma}^3} = \frac{6\kappa}{|S_\sigma|^3} \det(S_\sigma) \quad \text{avec } y_\sigma \in [-1, 1] \quad (3.6)$$

La fonction f introduite est une fonction de correction qui doit respecter la convexité de la surface de début de transformation. Elle est définie sur l'intervalle $[-1, 1]$. (Laydi & LExcellent, 2010)[64] ont montré qu'une condition nécessaire et suffisante pour assurer la convexité de la surface est :

$$(1 - y_\sigma^2) \ddot{f}(y_\sigma) - y_\sigma \dot{f}(y_\sigma) + \frac{f(y_\sigma)}{9} \geq 0 \quad (3.7)$$

Il existe plusieurs fonctions mathématiquement admissibles dont un inventaire est donné dans (Gibeau, 2009)[65]. Le matériau et le type d'essai muti-axial (espace des contraintes de la surface de charge) conditionnent le choix de la fonction de correction.

Pour le modèle analytique, deux fonctions classiques sont utilisées :

- Une fonction en arccos issue des travaux de (Bouvet et al., 2004)[11] notée par la suite fonction de Bouvet :

$$f(y_\sigma) = \cos \left(\frac{1}{3} \arccos(1 - a(1 - y_\sigma)) \right) \quad (3.8)$$

Cette fonction a été construite pour corréliser les surfaces de début de transformation expérimentales déterminées par des essais de traction/compression/pression interne sur des tubes et bicompression sur des cubes sur un CuAlBe, comme illustré sur la figure 3.3. La convexité de la surface de début de transformation est assurée si et seulement si (Laydi et LExcellent, 2010)[64] :

$$0 \leq a \leq 1 \quad (3.9)$$

- La deuxième fonction f testée est une fonction affine en y_σ , qui permettra dans la formulation du critère avec rayon de fissure une intégration plus facile dans les calculs :

$$f(y_\sigma) = 1 + by_\sigma \quad (3.10)$$

Dans ce cas, la convexité de la surface de début de transformation est démontrée dans (Laydi et LExcellent, 2010)[64].

$$0 \leq b \leq \frac{1}{8} \quad (3.11)$$

La construction de ces deux fonctions permet de représenter le cas où la dissymétrie de traction compression est maximale quand $a = 1$ ou $b = \frac{1}{8}$, et le cas où elle n'est pas prise en compte (critère de von Mises) quand $a = 0$ ou $b = 0$.

Finalement, le critère de la surface de début de transformation s'écrit de la façon suivante :

$$\bar{\sigma}f(y_\sigma) - \sigma_C = 0 \quad (3.12)$$

3.2.3 Formulation du modèle pour un rayon de fissure nul

Le critère présenté plus haut a pour but de détecter les zones de début de transformation en pointe de fissure sur une éprouvette fissurée comme illustrée sur la figure 3.1. L'objectif est non pas d'obtenir une surface de début de transformation dans l'espace des contraintes mais dans l'espace $(0, x, y)$ de l'éprouvette dont la configuration est rappelée figure 3.1. Il s'agit de trouver l'équation des points de début de transformation dans le plan.

Quel que soit le mode ($\Omega = I, II$ ou III) de rupture, le tenseur des contraintes σ_Ω est obtenu à partir de la mécanique linéaire élastique de la rupture et se décompose en deux fonctions découplées $\chi_\Omega(r)$ et $q_\Omega(\theta)$ de la façon suivante :

$$\sigma_\Omega(r, \theta) = \chi_\Omega(r)q_\Omega(\theta) \quad (3.13)$$

Où (r, θ) sont les coordonnées polaires du point M par rapport à l'origine à la pointe de fissure (voir figure 3.1). Avec la fonction $\chi_\Omega(r)$ qui s'écrit de la façon suivante :

$$\chi_\Omega(r) = \frac{K_\Omega}{\sqrt{2\pi r}} > 0 \quad (3.14)$$

Où K_Ω est le facteur d'intensité de contrainte du mode concerné $K_\Omega = K_I, K_{II}$, ou K_{III} . Le déviateur de la contrainte, qui a pour définition $S_\sigma = \sigma - \frac{1}{3}tr(\sigma)$, s'écrit alors :

$$S_\sigma(r, \theta) = \chi_\Omega(r) S_{q_\Omega}(\theta) \quad (3.15)$$

L'invariant de Lode devient indépendant de r et son expression devient :

$$y_\sigma(\theta) = \frac{6\kappa}{|S_{q_\Omega}(\theta)|^3} \det(S_{q_\Omega}(\theta)) \quad (3.16)$$

Et la contrainte équivalente de von Mises $\bar{\sigma}$ s'écrit alors :

$$\bar{\sigma} = \kappa \chi_\Omega(r) |S_{q_\Omega}(\theta)| = \kappa \frac{K_\Omega}{\sqrt{2\pi r}} |S_{q_\Omega}(\theta)| \quad (3.17)$$

De la contrainte de von Mises, il est tiré le rayon r , fonction de θ , définie sur $] -\pi, \pi[$ par :

$$r(\theta) = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{K_\Omega}{\bar{\sigma}} \right)^2 \kappa^2 |S_{q_\Omega}(\theta)|^2 \quad (3.18)$$

La fonction polaire $r(\theta)$ va permettre de définir les lieux de début de transformation martensitique via le critère de début de transformation préalablement défini. Le domaine défini à l'extérieur de la courbe est la zone de l'éprouvette austénitique (non transformée). Le domaine à l'intérieur de la courbe, est la zone de l'éprouvette où la martensite est en cours de formation. Par la suite, cette région sera appelée surface de transformation. L'équation 3.12 donne le résultat suivant :

$$\bar{\sigma} = \frac{\sigma_C}{f(y_\sigma)} \quad (3.19)$$

La contrainte équivalente de von Mises est alors injectée dans l'équation 3.18. La fonction polaire $r(\theta)$ devient alors :

$$r(\theta) = \underbrace{\frac{1}{4\pi} \left(\frac{K_\Omega}{\sigma_C} \right)^2}_{L_{AMF}} \underbrace{(2\kappa^2 |S_{q_\Omega}(\theta)|^2)}_{R(\theta)} f^2(y_\sigma) \quad (3.20)$$

En posant les termes suivants :

$$\begin{cases} L_{AMF} = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{K_\Omega}{\sigma_C} \right)^2 \\ R(\theta) = 2\kappa^2 |S_{q_\Omega}(\theta)|^2 = 3|S_{q_\Omega}(\theta)|^2 \end{cases} \quad (3.21)$$

Dans un souci de facilité de la représentation, une fonction adimensionnelle $r_L(\theta)$ est définie de la façon suivante :

$$r_L(\theta) = \frac{r(\theta)}{L_{AMF}} = R(\theta)f^2(y_\sigma) \quad (3.22)$$

Enfin, afin de pouvoir traiter et différencier les cas de déformations planes (DP) et de contraintes planes (CP), le paramètre β est introduit dans le tenseur q_Ω avec les valeurs suivantes :

$$\beta = \begin{cases} 1 & CP \\ 1 - 2\nu & DP \end{cases} \quad (3.23)$$

La prochaine étape consiste à examiner pour chaque mode élémentaire de chargement, les zones de transformation. Cette première mise en œuvre sans rayon de fissure reste qualitative dans la mesure où ni K_Ω et ni σ_C n'est introduit. Elle se veut comparative avec l'étude de l'influence de l'hypothèse contrainte/déformations planes, du paramètre de dissymétrie et du choix de la fonction de correction.

3.2.4 Mise en œuvre du modèle sur les cas élémentaires de la mécanique de la rupture

L'ensemble de ces résultats a fait l'objet d'une publication (L'excellent et al., 2011)[66]. Il est important de rappeler que le cas d'application considéré ici est une éprouvette plane et rectangulaire, avec une entaille rectiligne sur un bord présentant un rayon de fissure nul (figure 3.1). La triaxialité des contraintes est définie comme le rapport entre la contrainte principale maximale et la contrainte de von Mises.

3.2.4.1 Mode I : traction dans le plan de fissure

Le mode I a été premièrement abordé (L'excellent and Thiebaud, 2008)[67]. Dans le cas du mode I ($\Omega = I$) considéré ici, le tenseur des contraintes s'écrit de la façon suivante :

$$\sigma_I(r, \theta) = \chi_I(r)q_I(\theta) \quad (3.24)$$

Avec

$$q_I(\theta) = \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \begin{pmatrix} 1 - \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)\sin\left(\frac{3\theta}{2}\right) & \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)\cos\left(\frac{3\theta}{2}\right) & 0 \\ \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)\cos\left(\frac{3\theta}{2}\right) & 1 + \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)\sin\left(\frac{3\theta}{2}\right) & 0 \\ 0 & 0 & 1 - \beta \end{pmatrix} \quad (3.25)$$

Ensuite, il est possible de montrer que le déviateur $S_{q_I}(\theta)$ est égal à :

$$S_{q_I}(\theta) = \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \begin{pmatrix} \frac{1}{3}\beta - \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)\sin\left(\frac{3\theta}{2}\right) & \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)\cos\left(\frac{3\theta}{2}\right) & 0 \\ \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)\cos\left(\frac{3\theta}{2}\right) & \frac{1}{3}\beta + \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)\sin\left(\frac{3\theta}{2}\right) & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{2}{3}\beta \end{pmatrix} \quad (3.26)$$

Il suit alors que :

$$\det(S_{q_I}) = \frac{1}{3}\beta \cos^3\left(\frac{\theta}{2}\right) \left(1 - \cos(\theta) - \frac{2}{9}\beta^2\right) \quad (3.27)$$

et que :

$$|S_{q_I}|^2 = \cos^3\left(\frac{\theta}{2}\right) \left(1 - \cos(\theta) + \frac{2}{9}\beta^2\right) \quad (3.28)$$

Les termes $R(\theta)$ et y_σ apparaissant dans l'expression de $r_L(\theta)$ (voir equation 3.22) deviennent alors :

$$R(\theta) = 3|S_{q_I}|^2 = 2\cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \left(\frac{3}{2}(1 - \cos(\theta)) + \beta^2\right) \quad (3.29)$$

$$y_\sigma(\theta) = \frac{6\kappa}{|S_{q_I}(\theta)|^3} \det(S_{q_I}(\theta)) = 2\kappa\beta \frac{(1 - \cos(\theta) - \frac{2}{9}\beta^2)}{(1 - \cos(\theta) + \frac{2}{3}\beta^2)^{\frac{3}{2}}} \quad (3.30)$$

Enfin, la fonction adimensionnelle $r_L(\theta)$ est entièrement déterminée après avoir introduit au choix, l'expression de la fonction de correction f donnée soit par l'équation 3.8 soit par l'équation 3.10. Les deux cas sont testés dans les résultats présentés par la suite, $r_L(\theta)$ s'écrit alors :

$$r_L(\theta) = R(\theta)f^2(y_\sigma) \quad (3.31)$$

Pour θ variant sur $] - \pi, \pi[$ et pour les deux fonctions de correction proposées, $r_L(\theta)$ est tracé, avec le logiciel Matlab, pour le cas en contraintes planes ($\beta = 1$) montré sur la figure 3.4, et pour le cas en déformations planes ($\nu = 0,4$) sur la figure 3.5.

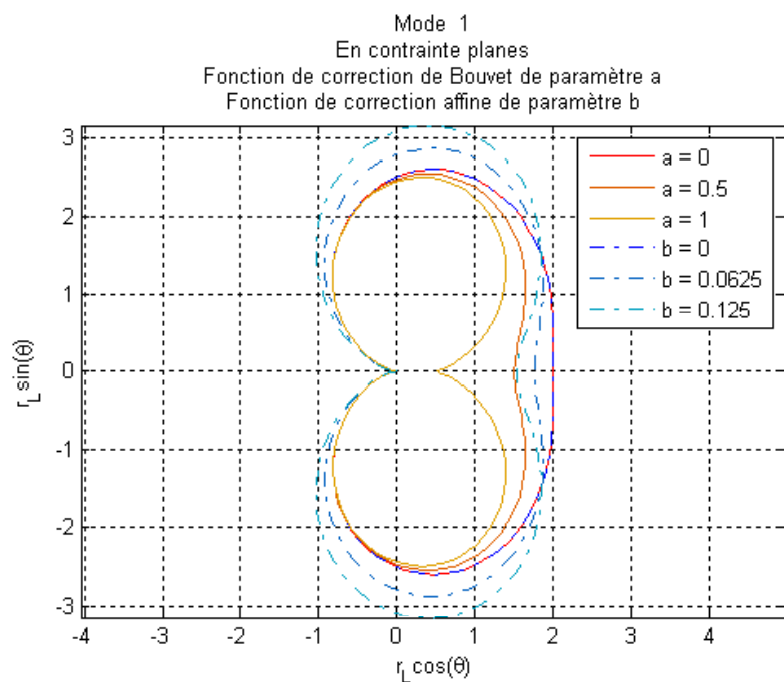


FIGURE 3.4 – Prédiction de la surface de transformation pour le Mode I en contraintes planes.

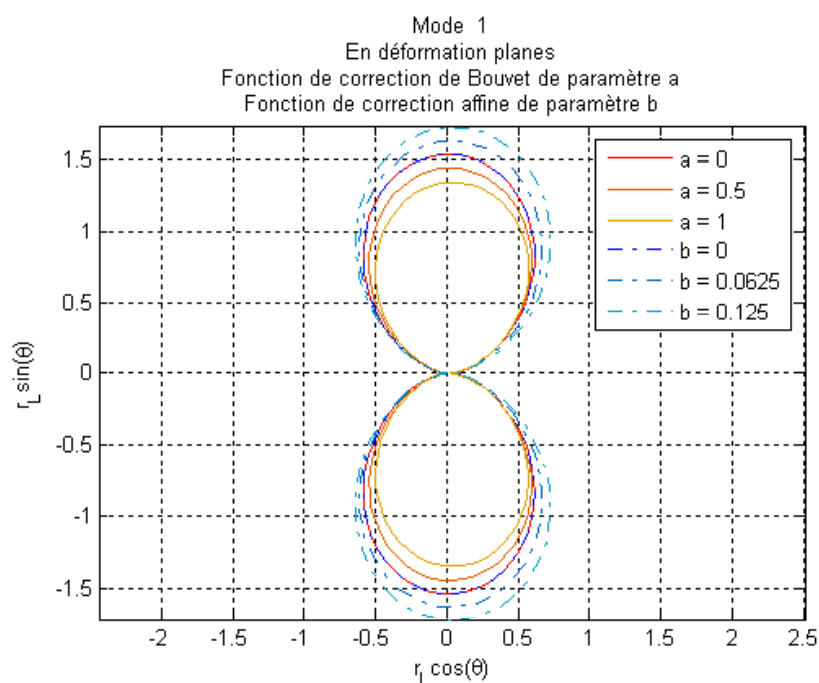


FIGURE 3.5 – Prédiction de la surface de transformation pour le Mode I en déformations planes.

Plusieurs observations sont à faire :

- La taille des surfaces de transformation en contraintes planes est environ deux fois plus grande qu'en déformations planes, à une valeur fixée d'un des deux paramètres de dissymétrie traction/compression. Ce phénomène est aussi observé pour les matériaux élasto-plastiques. Le degré de triaxialité en déformations planes est plus grand qu'en contraintes planes. En déformations planes, le seuil de déformation plastique est plus élevé et la ductilité est donc moindre : il y a fragilisation. En contraintes planes, la zone de transformation est plus grande, cela permet de retarder la propagation de la fissure en terme de contrainte appliquée : la ténacité de l'éprouvette est plus élevée.
- La forme des surfaces de transformation s'apparente à un lobe se déployant à la pointe de fissure et qui a une forme de "huit" ou de "B" inversée en fonction des cas. La forme des surfaces de transformation est gouvernée par le paramètre de dissymétrie traction/compression a ou b via le choix de la fonction de correction. Ce dernier a une influence sur la forme du domaine bien plus décisive en contraintes planes qu'en déformations planes.
- La fonction de Bouvet induit que, plus le paramètre de dissymétrie a est important, plus la taille de la zone se réduit. Le phénomène inverse est observé avec la fonction affine. Cependant, les deux fonctions de correction donne des surfaces de transformation relativement équivalentes. Le critère corrigé avec la fonction affine donne une surface de taille plus grande que celle donnée avec la fonction de Bouvet.
- En particulier, en contraintes planes, il est à noter que l'impact du paramètre de dissymétrie sur la forme de la surface de transformation est plus grand avec la fonction de correction de Bouvet qu'avec la fonction affine.

3.2.4.2 Mode II : cisaillement dans le plan de fissure

De la même manière, le mode II est traité ici et il est caractérisé par le facteur d'intensité de contrainte K_{II} et le tenseur $q_{II}(\theta)$. Dans le cas du mode II ($\Omega = II$) le tenseur des contraintes s'écrit de la façon suivante :

$$\sigma_{II}(r, \theta) = \chi_{II}(r)q_{II}(\theta) \quad (3.32)$$

Avec

$$q_{II}(\theta) = \begin{pmatrix} -\sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \left(2 + \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \cos\left(\frac{3\theta}{2}\right)\right) & \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \left(1 - \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \sin\left(\frac{3\theta}{2}\right)\right) & 0 \\ \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \left(1 - \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \sin\left(\frac{3\theta}{2}\right)\right) & \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \cos\left(\frac{3\theta}{2}\right) & 0 \\ 0 & 0 & (\beta - 1)\sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \end{pmatrix} \quad (3.33)$$

L'expression du déviateur $S_{qII}(\theta)$ est alors :

$$S_{qII}(\theta) = \begin{pmatrix} -\sin\left(\frac{\theta}{2}\right)\left(1 + \frac{\beta}{3} + \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)\cos\left(\frac{3\theta}{2}\right)\right) & \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)\left(1 - \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)\sin\left(\frac{3\theta}{2}\right)\right) & 0 \\ \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)\left(1 - \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)\sin\left(\frac{3\theta}{2}\right)\right) & \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)\left(1 - \frac{\beta}{3} + \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)\cos\left(\frac{3\theta}{2}\right)\right) & 0 \\ 0 & 0 & \frac{2}{3}\beta\sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \end{pmatrix} \quad (3.34)$$

Les calculs du déterminant et de la norme donnent :

$$\det(S_{qII}) = \frac{1}{3}\beta\sin\left(\frac{\theta}{2}\right)\left(\frac{1}{9}\beta^2(1 - \cos(\theta)) - \frac{3}{4}\cos(2\theta) - \frac{5}{4}\right) \quad (3.35)$$

et

$$|S_{qII}|^2 = \frac{1}{3}\beta^2(1 - \cos(\theta)) + \frac{3}{4}\cos(2\theta) + \frac{5}{4} \quad (3.36)$$

Ces expressions sont ensuite introduites dans $R(\theta)$ et dans l'invariant de Lode y_σ pour obtenir :

$$R(\theta) = 3|S_{qII}|^2 = \beta^2(1 - \cos(\theta)) + \frac{9}{4}\cos(2\theta) + \frac{15}{4} \quad (3.37)$$

$$y_\sigma(\theta) = \frac{6\kappa}{|S_{qII}(\theta)|^3}\det(S_{qII}(\theta)) = 2\kappa\beta\frac{\left(\frac{1}{9}\beta^2(1 - \cos(\theta)) - \frac{3}{4}\cos(2\theta) - \frac{5}{4}\right)}{\left(\frac{1}{9}\beta^2(1 - \cos(\theta)) + \frac{3}{4}\cos(2\theta) + \frac{5}{4}\right)^{\frac{3}{2}}} \quad (3.38)$$

Finalement, la fonction adimensionnelle $r_L(\theta)$ est entièrement déterminée après avoir introduit, au choix, l'expression de la fonction de correction f donnée soit par l'équation 3.8 soit par l'équation 3.10. Les deux cas sont testés dans les résultats présentés par la suite, elle s'écrit alors :

$$r_L(\theta) = R(\theta)f^2(y_\sigma) \quad (3.39)$$

Pour θ variant sur $] - \pi, \pi[$ et pour les deux fonctions de correction proposées, $r_L(\theta)$ est tracé, avec le logiciel Matlab, pour le cas en contraintes planes ($\beta = 1$) montré sur la figure 3.6, et pour le cas en déformations planes ($\nu = 0, 4$) sur la figure 3.7.

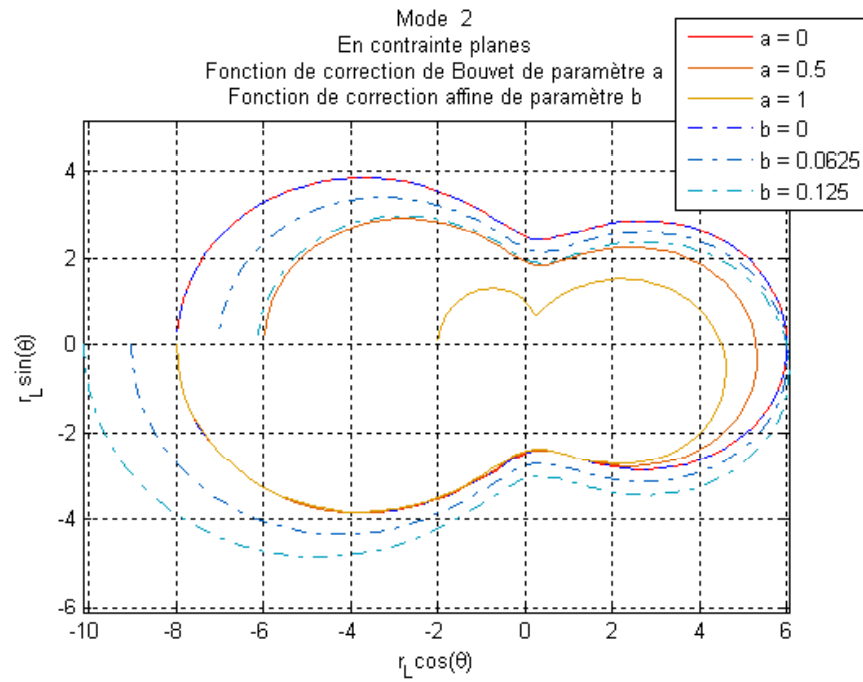


FIGURE 3.6 – Prédiction de la surface de transformation pour le Mode II en contraintes planes.

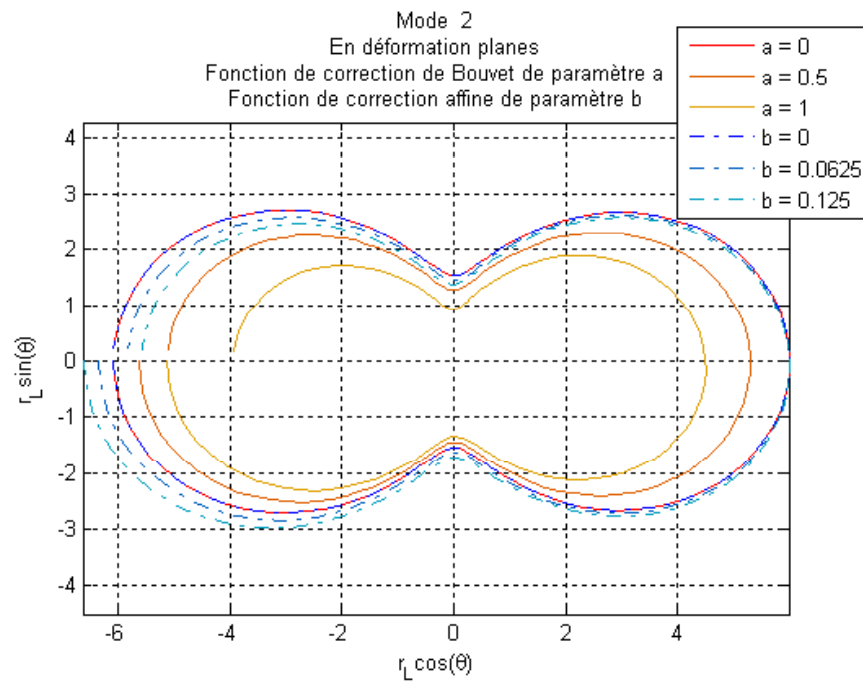


FIGURE 3.7 – Prédiction de la surface de transformation pour le Mode II en déformations planes.

Plusieurs observations sont faire :

- La taille des surfaces de transformation est légèrement plus réduite en déformations planes qu'en contraintes planes.
- La forme des surfaces de transformation est gouvernée par le paramètre de dissymétrie a ou b . Comme pour le mode I, l'influence de ce dernier sur la forme de la surface est plus grande en en contraintes planes qu'en déformations planes.
- Concernant les deux fonctions de correction, quel que soit le cas : déformations planes ou contraintes planes, les surfaces sont relativement équivalentes. Mais la fonction affine donne une surface de transformation plus grande que la fonction de Bouvet. En contraintes planes, il est à noter que l'impact du paramètre de dissymétrie sur la forme de la surface de transformation est plus grand avec la fonction de correction de Bouvet qu'avec la fonction affine.

3.2.4.3 Mode III : cisaillement perpendiculaire au plan de fissure

Pour finir, le mode III est traité et il est caractérisé par le facteur d'intensité de contraintes K_{III} et le tenseur $q_{III}(\theta)$. Dans le cas du mode III ($\Omega = III$) le tenseur des contraintes s'écrit de la façon suivante :

$$\sigma_{III}(r, \theta) = \chi_{III}(r)q_{III}(\theta) \quad (3.40)$$

Avec

$$q_{III}(\theta) = S_{q_{III}}(\theta) = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -\sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \\ 0 & 0 & \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \\ -\sin\left(\frac{\theta}{2}\right) & \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) & 0 \end{pmatrix} \quad (3.41)$$

Ce mode est antiplan : la description déformations planes/contraintes planes n'a plus lieu d'être. Les calculs élémentaires sur le déviateur donnent :

$$\det(S_{q_{III}}) = 0 \quad (3.42)$$

et

$$|S_{q_{III}}|^2 = 2 \quad (3.43)$$

Ces expressions sont ensuite introduites dans $R(\theta)$ et dans l'invariant de Lode y_σ pour obtenir :

$$R(\theta) = 3|S_{qIII}|^2 = 6 \quad (3.44)$$

$$y_\sigma(\theta) = 0 \quad (3.45)$$

L'invariant de Lode étant nul, la fonction de correction affine devient égale à l'identité. Cela revient à une surface unique, non corrigée par la dissymétrie. La fonction de correction de Bouvet se réduit à une fonction constante en a :

$$f(y_\sigma) = \cos\left(\frac{1}{3}\text{Arccos}(1 - a)\right) \quad (3.46)$$

Une modification de la valeur du paramètre a engendre simplement une homothétie de la surface de transformation comme le montre la figure 3.8.

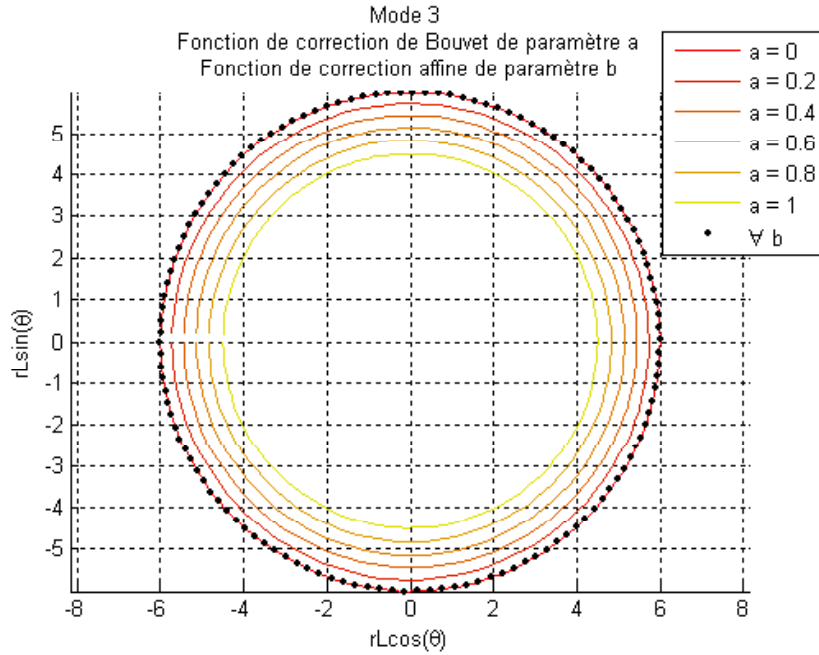


FIGURE 3.8 – Prédiction de la surface de transformation pour le Mode III.

Pour conclure sur les prédictions des trois modes élémentaires de rupture, pour chacun d'entre eux, la surface de transformation présente des similitudes avec la rupture linéaire élastique. La taille et plus spécialement, la forme de la surface de transformation est gouvernée par le paramètre de dissymétrie a ou b , lequel affecte de manière similaire les trois modes. La question du cas mixte, combinaison des modes I+II est abordée dans la section suivante.

3.2.4.4 Mode mixte en I+II

Une éprouvette plane et rectangulaire avec non plus une fissure rectiligne, mais inclinée est soumise à un chargement homogène de traction uniaxiale σ_0 comme schématisée figure 3.9. La fissure fait un angle γ avec la verticale. Le cadre de l'élasticité bidimensionnelle permet de décomposer cette configuration en deux problèmes dont les tenseurs des contraintes sont déjà identifiés : une combinaison du mode I et du mode II.

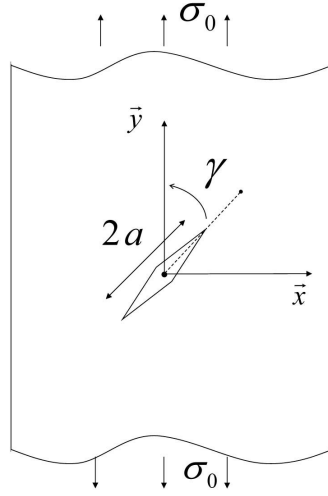


FIGURE 3.9 – Représentation schématique du mode mixte I+II.

Dans cette configuration, l'ouvrage *The Stress Intensity Factors Handbook* (Murakami et al., 1987)[13] donne les facteurs d'intensité de contraintes suivants :

$$K_I = \sigma_0 \sqrt{\pi a} \sin^2(\gamma) = K_0 k_I(\gamma) \quad (3.47)$$

$$K_{II} = \sigma_0 \sqrt{\pi a} \sin(\gamma) \cos(\gamma) = K_0 k_{II}(\gamma) \quad (3.48)$$

En posant, $K_0 = \sigma_0 \sqrt{\pi a}$, $k_I(\gamma) = \sin^2(\gamma)$ et $k_{II}(\gamma) = \sin(\gamma) \cos(\gamma)$. Les tenseurs des contraintes pour chaque mode de rupture s'écrivent de la forme :

$$\sigma_\Omega(r, \theta) = \frac{K_\Omega}{\sqrt{2\pi r}} q_\Omega(\theta) \quad (3.49)$$

Le tenseur des contraintes σ , dépendant des coordonnées cylindriques et de l'angle d'inclinaison γ , au voisinage de la pointe de fissure, est défini par le principe de superposition :

$$\sigma(r, \theta, \gamma) = \sigma_I(r, \theta, \gamma) + \sigma_{II}(r, \theta, \gamma) = \frac{K_0}{\sqrt{2\pi r}} (k_I(\gamma) q_I(\theta) + k_{II}(\gamma) q_{II}(\theta)) \quad (3.50)$$

Pour garder le même formalisme que dans la résolution des modes I et II, il est commode de poser :

$$\sigma(r, \theta, \gamma) = \chi_0(r)q(\theta, \gamma) \quad (3.51)$$

Avec

$$\begin{cases} q(\theta, \gamma) = \sin^2(\gamma)q_I(\gamma) + \sin(\gamma)\cos(\gamma)q_{II}(\gamma) \\ \quad = k_I(\gamma)q_I(\gamma) + k_{II}(\gamma)q_{II}(\gamma) \\ \chi_0(r) = \frac{K_0}{\sqrt{2\pi r}} \end{cases} \quad (3.52)$$

Cette expression est similaire aux modes élémentaires de rupture, mise à part que la fonction q dépend maintenant de (θ, γ) . Les calculs sont similaires, il faut donc déterminer l'invariant de Lode y_σ :

$$y_\sigma(\theta, \gamma) = \frac{6\kappa}{|S_q(\theta, \gamma)|^3} \det(S_q(\theta, \gamma)) \quad (3.53)$$

Puis le déviateur du tenseur q :

$$S_q(\theta, \gamma) = k_I(\gamma)S_{qI}(\theta) + k_{II}(\gamma)S_{qII}(\theta) \quad (3.54)$$

Et la contrainte équivalente de von Mises $\bar{\sigma}$:

$$\bar{\sigma}(r, \theta, \gamma) = \kappa\chi_0|S_q(\theta, \gamma)| \quad (3.55)$$

En considérant l'équation de la surface de début de transformation définie de façon générale avec l'équation 3.18, les lieux de début de transformation de phase sont déterminées par la fonction r :

$$r(\theta, \gamma) = \underbrace{\frac{1}{4\pi} \left(\frac{K_0}{\sigma_C} \right)^2}_{L_{AMF}} \underbrace{(3|S_q(\theta, \gamma)|^2)}_{R(\theta, \gamma)} f^2(y_\sigma) \quad (3.56)$$

Avec

$$\begin{aligned} |S_q(\theta, \gamma)|^2 &= \sin^4(\gamma)|S_{qI}(\theta)|^2 \dots \\ &\dots + \sin^2(\gamma)\cos^2(\gamma)|S_{qII}(\theta)|^2 + 2\sin^3(\gamma)\cos(\gamma)|S_{qI}(\theta) : S_{qII}(\theta)|^2 \end{aligned} \quad (3.57)$$

Les normes des déviateurs $S_{q_I}(\theta)$ et $S_{q_{II}}(\theta)$ ont été calculées précédemment et sont mentionnées dans les équations 3.28 et 3.36. Le calcul du terme $|S_{q_I}(\theta) : S_{q_{II}}(\theta)|^2$ donne :

$$|S_{q_I}(\theta) : S_{q_{II}}(\theta)|^2 = \sin(\theta) \left(\cos(\theta) - \frac{\beta^2}{3} \right) \quad (3.58)$$

Finalement le déviateur $S_q(\theta, \gamma)$ vaut :

$$|S_q(\theta, \gamma)|^2 = \frac{\beta^2}{3}(1 - \cos(\theta - 2\gamma)) + \frac{3}{4} + \frac{1}{4}\cos(2\theta) + \frac{1}{2}(\cos(2\gamma) + \cos(2(\theta - \gamma))) \quad (3.59)$$

L'invariant de Lode y_σ fait intervenir $\det(S_q(\theta, \gamma))$ dont le calcul donne :

$$\begin{aligned} \det(S_q(\theta, \gamma)) = & \frac{\beta}{108} \sin^3(\gamma) \sin(\theta - \gamma) \\ & \times \left(8\beta^2 \sin^2 \left(\frac{\theta}{2} - \gamma \right) - 9(\cos(2\theta) + 2\cos(2\gamma) + 2\cos(2(\theta - \gamma)) + 3) \right) \end{aligned} \quad (3.60)$$

La fonction adimensionnelle $r_L(\theta)$ fait intervenir deux fonctions :

$$r_L(\theta) = R(\theta, \gamma) f^2(y_\sigma) \quad (3.61)$$

La dernière étape est le calcul de $R(\theta, \gamma)$ et de l'invariant de Lode y_σ :

$$\begin{aligned} R(\theta, \gamma) = & 3\sin^2(\gamma) \\ & \times \left(\frac{\beta^2}{3}(1 - \cos(\theta - 2\gamma)) + \frac{3}{4} + \frac{1}{4}\cos(2\theta) + \frac{1}{2}(\cos(2\gamma) + \cos(2(\theta - \gamma))) \right) \end{aligned} \quad (3.62)$$

$$y_\sigma = 6\kappa \frac{\det(S_q(\theta, \gamma))}{|S_q(\theta, \gamma)|^3} \quad (3.63)$$

Pour un angle γ fixé, la fonction $r_L(\theta)$ est entièrement déterminée. Les figures 3.10 et respectivement 3.11, montrent les surfaces de transformation pour $\gamma = 30^\circ$ respectivement en contraintes planes et en déformations planes. Les figures 3.12 et 3.13, montrent les surfaces de transformation pour $\gamma = 60^\circ$ respectivement en contraintes planes et en déformations planes.

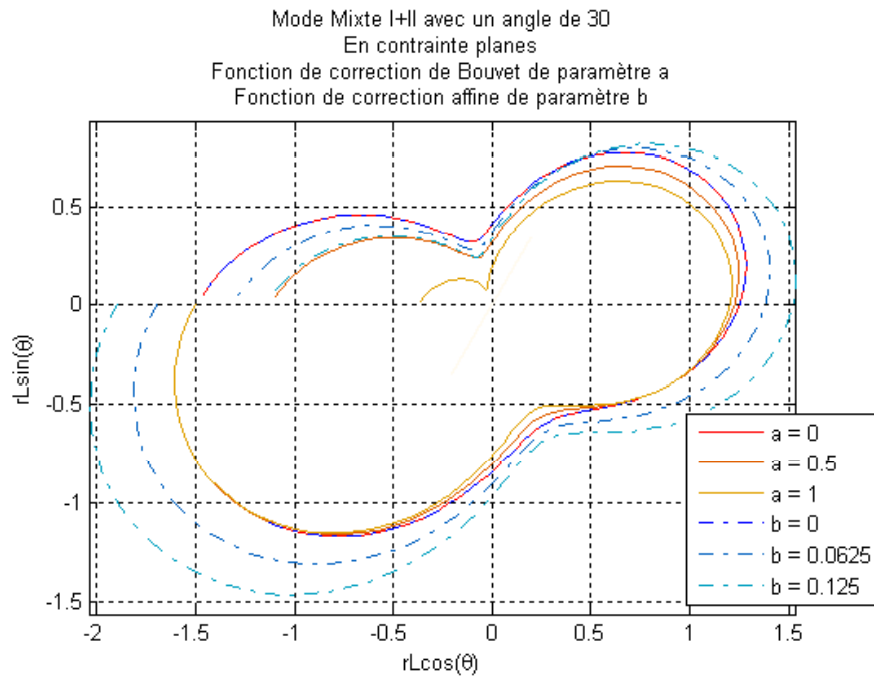


FIGURE 3.10 – Prédiction de la surface de transformation pour le mode mixte I+II incliné à 30° en contraintes planes.

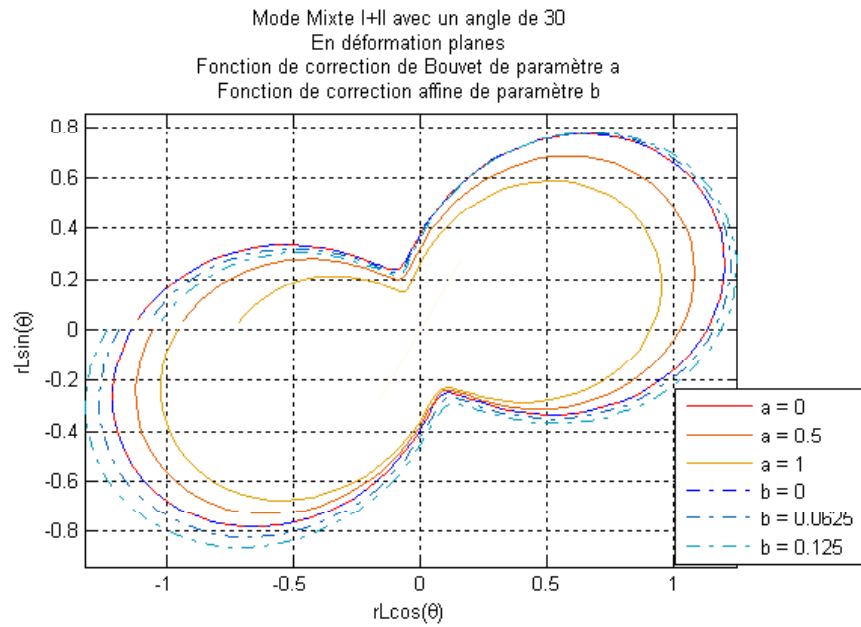


FIGURE 3.11 – Prédiction de la surface de transformation pour le mode mixte I+II incliné à 30° en déformations planes.

Plusieurs observations sont à noter :

- La taille des surfaces de transformation est plus grande en contraintes planes qu'en déformations planes.
- La taille est gouvernée par le paramètre de dissymétrie a ou b , ce phénomène est plus significatif en contraintes planes qu'en déformations planes.
- La fonction affine donne des surfaces de transformation plus grandes que la fonction de Bouvet.

3.2.5 Conclusions sur la formulation sans rayon de fissure

Il a été développé un outil de prédiction théorique des surfaces de transformation autour de la pointe d'une fissure sans rayon de courbure. Les surfaces de début de transformation de phase autour de la pointe de fissure ont été prédites à partir de la mécanique linéaire élastique de la rupture et d'un critère de surface de charge modifié, pour prendre en compte le phénomène de dissymétrie traction/compression. Cette première étude est restée qualitative. La suite inclura l'expression d'un facteur d'intensité de contrainte K_I et la contrainte de début de transformation σ_C pour déterminer la taille des zones réelles de transformation.

Les résultats présentés ci-dessus sur les différents types de chargement sont similaires et amènent à des conclusions rassemblées ici :

- Comme l'élasto-plasticité, les surfaces de transformation sont plus grandes en contraintes planes qu'en déformations planes liée à une triaxialité plus grande en déformations planes qu'en contraintes planes
 - Les deux fonctions de correction testées modifient la taille et la forme de la surface de transformation : l'impact du paramètre de dissymétrie est toujours plus significatif en contraintes planes qu'en déformations planes
 - Le paramètre de dissymétrie de la fonction de Bouvet réduit l'aire de la zone de transformation en pointe de fissure par rapport au cas sans dissymétrie. A contrario, la fonction affine comportant le paramètre b a pour effet d'augmenter l'aire de zone de transformation. La question se pose de l'importance à accorder quant au choix de la formulation de la dissymétrie au regard de la relativement proche similitude des surfaces de transformation obtenues avec la fonction de Bouvet et la fonction affine. L'observation expérimentale des surfaces de transformation qui sera montrée au chapitre quatre révèle des zones plus réduites que celles prédites par la théorie. Cette comparaison semble apporter un élément de réponse en faveur de la fonction de Bouvet.
-

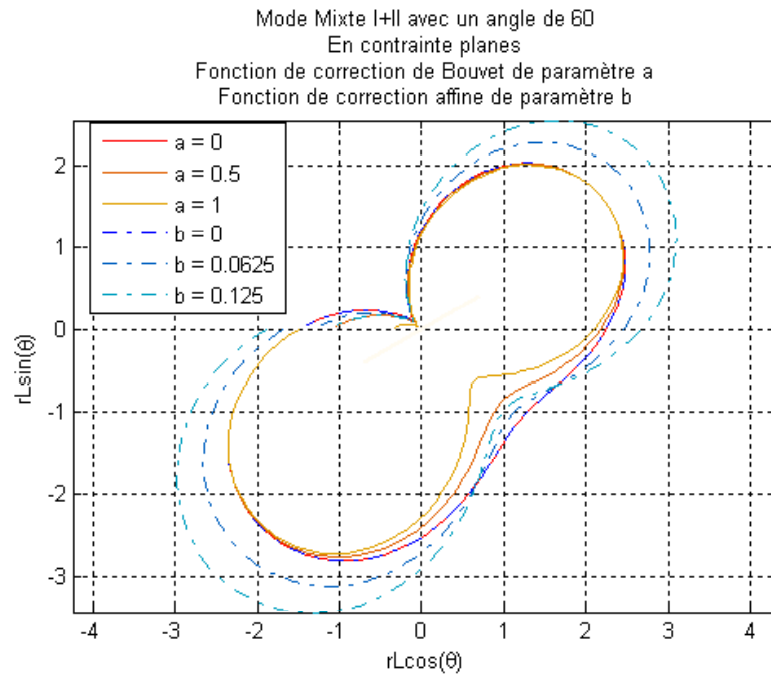


FIGURE 3.12 – Prédiction de la surface de transformation pour le mode mixte I+II incliné à 60° en contraintes planes.

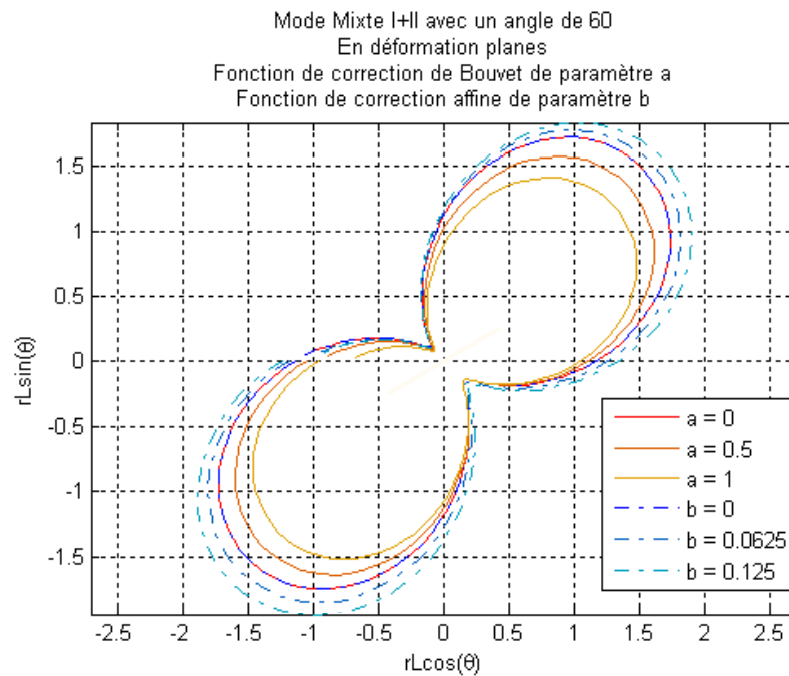


FIGURE 3.13 – Prédiction de la surface de transformation pour le mode mixte I+II incliné à 60° en déformations planes.

3.3 Formulation avec un rayon de fissure non nul

Précédemment, un modèle analytique de prédiction des surfaces de début de transformation d'un AMF à la rupture a été développé. Dans le cadre de la mécanique linéaire élastique de la rupture, le caractère dissymétrique du comportement de l'AMF en traction/compression a été intégré.

La formulation avec un rayon de fissure non nul s'inscrit dans une perspective de validation de modèle par des essais de rupture en mode I. La démarche expérimentale et les résultats associés font l'objet du chapitre 4. Ce dernier a pour objectif la mise en évidence des zones de transformation à la surface du matériau (cas des contraintes planes).

Cependant par souci d'anticipation sur la corrélation expérimentale, deux paramètres matériau identifiés expérimentalement par des essais de traction et de rupture en mode I, qui apparaissent dans l'expression de la surface de début de transformation, sont déjà introduits ici pour tracer les surfaces de prédiction.

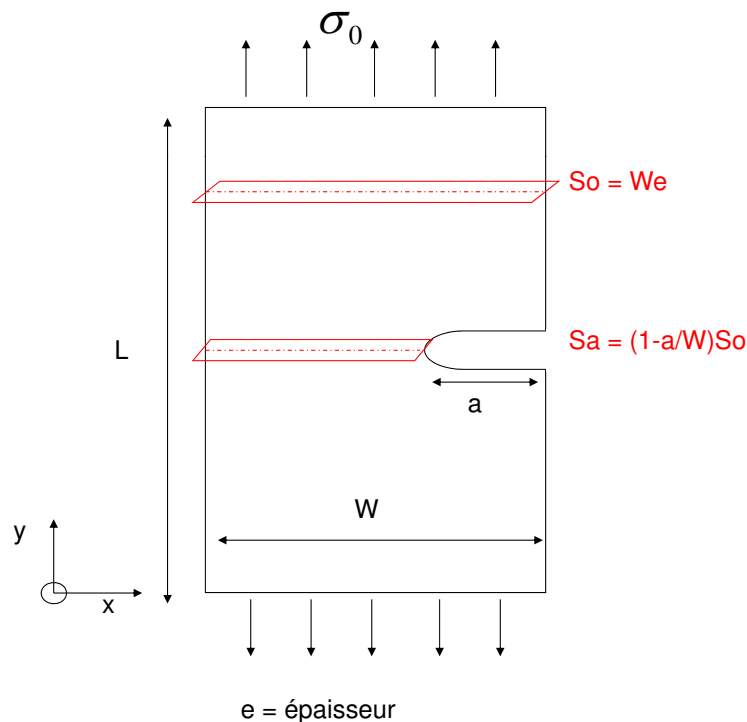


FIGURE 3.14 – Représentation schématique de l'éprouvette avec rayon de fissure.

3.3.1 Cadre et prérequis de la formulation

Le choix du mode I :

L'intérêt porté au mode I revêt deux raisons principales. D'abord, le mode I est en général le plus dangereux : le chargement étant normal au plan de fissure, la propagation de la fissure en est d'autant facilitée. Deuxièmement, la mise en oeuvre expérimentale pour l'observation des zones de transformation est plus simple pour le mode I puisqu'une machine de traction sans montage spécifique le permet.

Le facteur d'intensité de contraintes :

Par ailleurs, le facteur d'intensité de contraintes dépend la géométrie de l'éprouvette et la fissure. Pour mémoire, l'éprouvette de rupture est illustrée figure 3.14 : plate, rectangulaire, avec une entaille sur le bord centrée dans la hauteur.

Les dimensions de l'éprouvette et l'entaille ont été choisies pour se conformer aux hypothèses du Handbook (Murakami et al., 1987)[13] qui rassemble de nombreuses formules analytiques de facteur d'intensité de contraintes : hauteur totale de $90mm$, longueur entre les mors, L de $50mm$, largeur, W de $30mm$, épaisseur de $2mm$, et longueur de la fissure $a = 10mm$.

Conformément à la formule présentée au chapitre 2 issue de (Irwin, 1957)[25], le facteur d'intensité de contraintes K_I a donc pour expression avec $\frac{a}{W} \leq 0,6$:

$$K_I = g\left(\frac{a}{W}\right) \sigma_0 \sqrt{\pi a} \quad (3.64)$$

Avec σ_0 , la contrainte appliquée en champ lointain définie par $\sigma_0 = \frac{F_0}{W}$ où F_0 est la charge appliquée en Newton et $g\left(\frac{a}{W}\right)$ s'écrit de la façon suivante :

$$g\left(\frac{a}{W}\right) = 1,122 - 0,231\left(\frac{a}{W}\right) + 10,55\left(\frac{a}{W}\right)^2 - 21,72\left(\frac{a}{W}\right)^3 + 30,39\left(\frac{a}{W}\right)^4 \quad (3.65)$$

Aucune expression avec un rayon de fissure non nul n'a été relevée dans la littérature pour la détermination de K_I . Cependant, la dépendance au rayon de fissure ρ va s'exprimer au travers de l'expression du tenseur des contraintes. Par ailleurs, la contrainte appliquée mesurée à la rupture permet d'obtenir le facteur critique d'intensité de contraintes K_C . A la fin de cette étude, K_C sera utilisé pour tracer les surfaces de transformation juste avant la rupture conformément aux essais.

La contrainte de début de transformation :

La contrainte de début de transformation σ_C apparaît dans le critère, et doit être donnée pour la détermination des surfaces réelles. Déterminée expérimentalement par des essais de traction simple présentés au chapitre 4, elle marque la fin du comportement élastique de l'austénite et l'apparition des premières variantes de martensite. Elle est identifiée à $\sigma_C = 460 MPa$.

3.3.2 Nouvelle formulation du critère

La formulation du critère de début de transformation pour un rayon de fissure non nul a été essentiellement motivée par deux raisons :

- La corrélation des zones de transformation expérimentales et théoriques (qui fait l'objet du chapitre 4). L'obtention d'un rayon de fissure nul n'est pas physiquement réalisable.
- L'étude de l'impact d'un rayon de fissure non nul sur la zone de transformation de phase.

3.3.2.1 Champ de contraintes

A partir du champ de contraintes élastique à la pointe d'une fissure de rayon de courbure nul, (Creager, 1966)[29] et (Creager & Paris, 1967)[30]) ont établi la distribution de ce champ au voisinage d'une fissure avec un rayon de courbure ρ . Pour le mode I, le tenseur s'écrit :

$$\begin{cases} \sigma_x = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \left[1 - \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \sin\left(\frac{3\theta}{2}\right)\right] - \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \frac{\rho}{2r} \cos\left(\frac{3\theta}{2}\right) \\ \sigma_y = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \left[1 + \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \sin\left(\frac{3\theta}{2}\right)\right] + \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \frac{\rho}{2r} \cos\left(\frac{3\theta}{2}\right) \\ \sigma_z = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \cos\left(\frac{3\theta}{2}\right) - \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \frac{\rho}{2r} \sin\left(\frac{3\theta}{2}\right) \end{cases} \quad (3.66)$$

En remarquant que le premier terme de chaque composante correspond à la composante du mode I sans rayon de fissure et avec le formalisme utilisé précédemment pour le mode I, l'expression du tenseur des contraintes $\sigma(r, \theta)$ devient :

$$\sigma(r, \theta) = \underbrace{\chi_I(r) q_I(\theta)}_{\text{Mode I sans rayon}} + \underbrace{\chi_I(r) \left(\frac{1}{r}\right) \left(\frac{\rho}{2}\right) Rho_I(\theta)}_{\text{Fonction de correction Mode I avec rayon}} \quad (3.67)$$

Le premier terme est exactement, le tenseur des contraintes σ_I défini précédemment dans le cas du mode I sans rayon de fissure, avec $\chi_I(r)$ défini précédemment par l'équation 3.14 et $q_I(\theta)$ défini par l'équation 3.25.

La contribution du rayon de fissure apparaît dans le second terme de l'équation 3.67 avec le tenseur $Rho_I(\theta)$ défini de la façon suivante :

$$Rho_I(\theta) = \begin{pmatrix} -\cos\left(\frac{3\theta}{2}\right) & -\sin\left(\frac{3\theta}{2}\right) & 0 \\ -\sin\left(\frac{3\theta}{2}\right) & \cos\left(\frac{3\theta}{2}\right) & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (3.68)$$

Il s'agit de déterminer la surface de début de transformation en pointe de fissure à l'aide du critère de von Mises, en prenant en compte la dissymétrie de traction/compression. Le critère s'écrit toujours :

$$F(\sigma) = \bar{\sigma} f(y_\sigma) = \sigma_C \quad (3.69)$$

Il est d'abord nécessaire de déterminer la contrainte de von Mises $\bar{\sigma}$ et l'invariant de Lode y_σ .

3.3.2.2 Calculs analytiques intermédiaires

L'objectif de ces calculs analytiques intermédiaires est de tirer la fonction $r(\theta)$ définie sur $]-\pi, \pi[$, lieux de début de transformation en pointe de fissure.

La contrainte de von Mises $\bar{\sigma}$:

Le déviateur $S_\sigma(r, \theta, \rho)$ du tenseur des contraintes $\sigma(r, \theta)$ s'écrit de la façon suivante :

$$S_\sigma(r, \theta, \rho) = \chi_I(r) S_{q_I}(\theta) + \frac{\chi_I(r)}{r} \frac{\rho}{2} S_{Rho_I}(\theta) \quad (3.70)$$

La contrainte de von Mises a donc pour expression :

$$\bar{\sigma} = \kappa |S_\sigma(r, \theta, \rho)| = \kappa \left| \chi_I(r) S_{q_I}(\theta) + \frac{\chi_I(r)}{r} \frac{\rho}{2} S_{Rho_I}(\theta) \right| \quad (3.71)$$

Le développement du carré de la norme du déviateur donne :

$$\begin{aligned}
 |S_\sigma(r, \theta, rho)|^2 &= \left| \chi_I(r) S_{q_I}(\theta) + \frac{\chi_I(r)}{r} \frac{\rho}{2} S_{Rho_I}(\theta) \right|^2 \\
 &= \left(\chi_I(r) S_{q_I}(\theta) + \frac{\chi_I(r)}{r} \frac{\rho}{2} S_{Rho_I}(\theta) \right)^T \left(\chi_I(r) S_{q_I}(\theta) + \frac{\chi_I(r)}{r} \frac{\rho}{2} S_{Rho_I}(\theta) \right) \\
 &= \chi_I^2(r) |S_{q_I}(\theta)|^2 + \frac{\rho^2}{4} \frac{\chi_I^2(r)}{r^2} |S_{Rho_I}(\theta)|^2 + \rho \frac{\chi_I^2(r)}{r} Tr(S_{q_I}(\theta) S_{Rho_I}(\theta)) \quad (3.72)
 \end{aligned}$$

En posant une fonction G de θ telle que :

$$G(\theta) = Tr(S_{q_I}(\theta) S_{Rho_I}(\theta)) \quad (3.73)$$

L'expression de contrainte de von Mises devient :

$$\bar{\sigma} = \kappa |S_\sigma(r, \theta, \rho)| = \kappa \sqrt{\chi_I^2(r) |S_{q_I}(\theta)|^2 + \frac{\rho^2}{4} \frac{\chi_I^2(r)}{r^2} |S_{Rho_I}(\theta)|^2 + \rho \frac{\chi_I^2(r)}{r} G(\theta)} \quad (3.74)$$

Pour simplifier la lecture, des symboles sont donnés aux coefficients de l'inconnue r :

$$\xi = \frac{\kappa K_I}{\sqrt{8\pi}} \quad (3.75)$$

$$\alpha = 4 |S_{q_I}(\theta)|^2 \quad (3.76)$$

$$\delta = 4\rho G(\theta) \quad (3.77)$$

$$\phi = \rho^2 |S_{Rho_I}(\theta)|^2 \quad (3.78)$$

La contrainte de von Mises a pour expression finale :

$$\bar{\sigma} = \xi \left(\frac{\alpha r^2 + \delta r + \phi}{r^3} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.79)$$

L'invariant de Lode :

L'expression élémentaire de l'invariant de Lode y_σ s'écrit de la façon suivante :

$$y_\sigma = \frac{6\kappa}{|S_\sigma(r, \theta, \rho)|^3} det(S_\sigma(r, \theta, \rho)) = \frac{27}{2} \frac{det(S_\sigma(r, \theta, \rho))}{\bar{\sigma}^3} \quad (3.80)$$

Il faut nécessairement calculer $\det(S_\sigma(r, \theta, \rho))$, en utilisant l'équation 3.70 qui donne l'expression de $S_\sigma(r, \theta, \rho)$, et en travaillant avec les tenseurs $S_{q_I}(\theta)$ et $S_{Rho_I}(\theta)$. Le tenseur $S_{q_I}(\theta)$ est défini à l'équation 3.26. Le tenseur $S_{Rho_I}(\theta)$ vérifie l'égalité $S_{Rho_I}(\theta) = Rho_I(\theta)$ dont l'expression est donnée à l'équation 3.68 Et donc le déviateur $S_\sigma(r, \theta, \rho)$ s'écrit :

$$S_\sigma(r, \theta, \rho) = \chi_I(r) \times \begin{pmatrix} \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \left[\frac{\beta}{3} - \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \sin\left(\frac{3\theta}{2}\right) \right] - \frac{\rho}{2r} \cos\left(\frac{3\theta}{2}\right) & \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \cos\left(\frac{3\theta}{2}\right) - \frac{\rho}{2r} \sin\left(\frac{3\theta}{2}\right) & 0 \\ \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \cos\left(\frac{3\theta}{2}\right) - \frac{\rho}{2r} \sin\left(\frac{3\theta}{2}\right) & \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \left[\frac{\beta}{3} + \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \sin\left(\frac{3\theta}{2}\right) \right] + \frac{\rho}{2r} \cos\left(\frac{3\theta}{2}\right) & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{2\beta}{3} \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \end{pmatrix} \quad (3.81)$$

Ensuite, l'expression du déterminant est obtenue :

$$\det(S_\sigma(r, \theta, \rho)) = \chi_I^3(r) \left(\frac{-\beta}{54} \right) \left(\frac{1}{r^2} \right) \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \times \left(4\cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) r^2 \beta^2 - 9\rho^2 - 36r^2 \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) + 36r^2 \cos^4\left(\frac{\theta}{2}\right) \right) \quad (3.82)$$

Dans un souci de simplification de la forme, deux symboles sont introduits :

$$\begin{cases} \lambda = \left(\frac{K_I}{\sqrt{2\pi}} \right)^3 \cos^3\left(\frac{\theta}{2}\right) \left(\frac{2\beta}{3} \right) \left(\sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) - \frac{\beta^2}{9} \right) \\ \Lambda = \left(\frac{K_I}{\sqrt{2\pi}} \right)^3 \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \left(\frac{\beta}{6} \right) \rho^2 \end{cases} \quad (3.83)$$

D'où

$$\det(S_\sigma(r, \theta, \rho)) = \frac{\lambda}{r^{\frac{3}{2}}} + \frac{\Lambda}{r^{\frac{7}{2}}} = \frac{(\lambda r^2 + \Lambda)}{r^{\frac{7}{2}}} \quad (3.84)$$

Finalement, l'invariant de Lode a pour expression :

$$y_\sigma = \frac{27}{2\xi^3} \frac{(\lambda r^2 + \Lambda)}{(\alpha r^2 + \delta r + \phi)^{\frac{3}{2}}} r \quad (3.85)$$

3.3.2.3 Recherche de la fonction solution

Pour mémoire, le critère de début de transformation de phase est

$$\bar{\sigma} f(y_\sigma) = \sigma_C \quad (3.86)$$

Pour des raisons évidentes de simplicité, la fonction de correction f choisie est la fonction affine définie précédemment par les équations 3.10 et 3.11. L'expression du critère devient alors :

$$\sigma_C = \frac{\xi}{r^{\frac{3}{2}}} (\alpha r^2 + \delta r + \phi)^{\frac{1}{2}} + \frac{27b}{2\xi^2} \frac{(\lambda r^2 + \Lambda)}{(\alpha r^2 + \delta r + \phi) r^{\frac{1}{2}}} \quad (3.87)$$

Il faut noter l'intérêt d'avoir découplé les variables r et θ . Sachant que les coefficients ne dépendent que du paramètre ρ ou de la variable θ , le critère revient à rechercher la solution r de l'équation 3.87 pour une valeur fixée du couple (ρ, θ) .

L'équation 3.87 est élevée au carré par deux fois pour obtenir un polynôme $P(r)$ de degré 14, les détails des calculs se trouvent dans l'annexe 1. Il s'agit de trouver les racines réelles et positives du polynôme $P(r)$, l'équation à résoudre est donc la suivante :

$$\begin{aligned} P(r) = & -\sigma_C^4 (\alpha r^2 + \delta r + \phi)^4 r^6 \\ & + \frac{1}{2} \left(\frac{27b\sigma_C}{\xi^2} \right)^2 (\alpha r^2 + \delta r + \phi)^2 (\lambda r^2 + \Lambda)^2 r^5 \\ & - \left(\frac{27b}{2\xi^2} \right)^4 (\lambda r^2 + \Lambda)^4 r^4 + 2\sigma_C^2 \xi^2 (\alpha r^2 + \delta r + \phi)^5 r^3 \\ & + \left(\frac{27b}{2\xi} \right)^2 (\alpha r^2 + \delta r + \phi)^3 (\lambda r^2 + \Lambda)^2 r^2 - \xi^4 (\alpha r^2 + \delta r + \phi)^6 = 0 \end{aligned} \quad (3.88)$$

Le logiciel de calcul formel Maple développe les quatorze coefficients du polynôme $P(r)$ dont les détails et les expressions se trouvent en annexe 1. Le polynôme P possède exactement quatorze racines complexes ; ces dernières sont conjuguées deux à deux car les coefficients de P sont réels. L'hypothèse est faite, parmi ces racines complexes, de l'existence et l'unicité d'une racine réelle. Cette solution est cherchée à partir d'un algorithme de Newton-Raphson. La valeur d'initiation est la solution à la formulation sans rayon de fissure. Le calcul et le tracé des surfaces de prédiction de début de transformation sont programmés sous le logiciel Matlab.

3.3.3 Mise en œuvre du modèle sur le mode I

Dans ce qui suit, l'étude distinguera l'influence des paramètres importants : le paramètre de dissymétrie b et la valeur du rayon de fissure ρ .

3.3.3.1 Comparaison des formulations pour un rayon de fissure nul

Il s'agit ici de vérifier la cohérence entre les deux formulations du critère avec et sans rayon de fissure. Le rayon de début de transformation est tracé avec la formulation sans

rayon de fissure et avec la formulation faisant intervenir le rayon de fissure ρ fixé nul dans ce cas. Les résultats sont montrés figure 3.15 pour différentes valeurs du paramètre de dissymétrie.

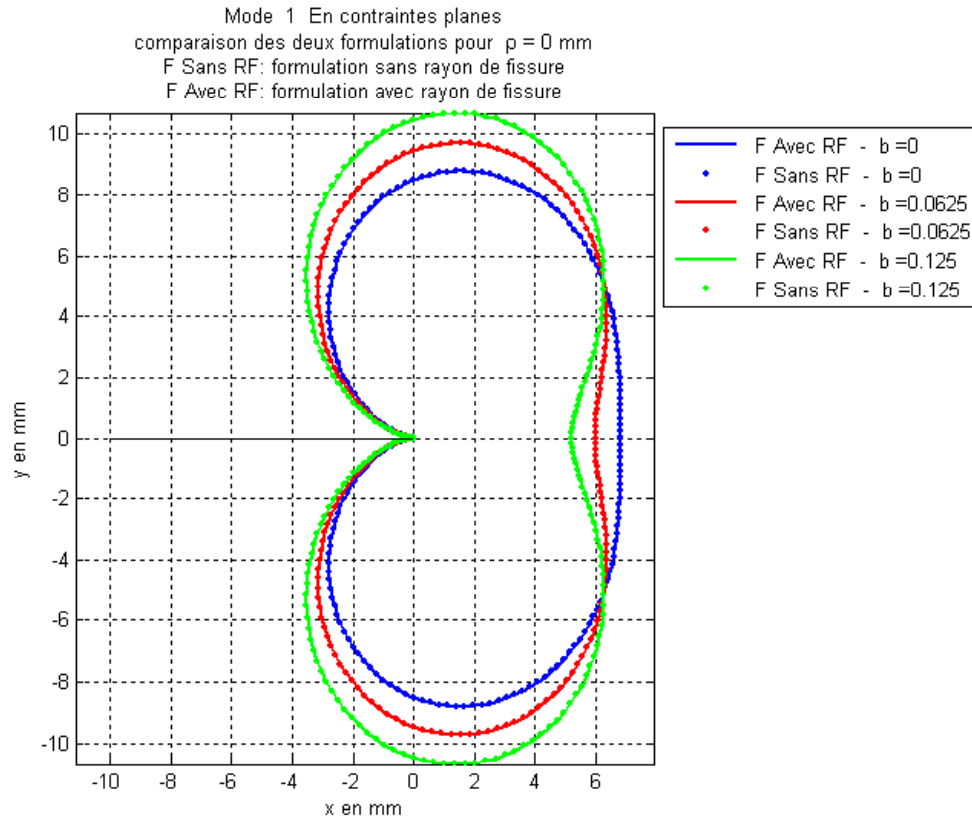


FIGURE 3.15 – Comparaison des prédictions des surfaces de transformation avec les deux formulations (avec et sans rayon de fissure).

Quand le rayon de fissure est nul, les deux formulations sont logiquement équivalentes quelle que soit la valeur du paramètre de dissymétrie. Le facteur d'intensité de contraintes est calculé avec une contrainte σ_0 arbitrairement choisie égale à 300 MPa.

3.3.3.2 Etude de l'influence du paramètre b avec le rayon de fissure fixe

Pour un rayon de fissure ρ fixé, la valeur du paramètre b varie de 0 (cas sans dissymétrie) à $\frac{1}{8}$ (cas de dissymétrie maximale). Les calculs sont réalisés d'abord avec un facteur d'intensité de contraintes calculé avec $\sigma_0 = 300 \text{ MPa}$. Les figures 3.16, 3.17, 3.18 montrent respectivement les zones de transformation pour $\rho = 0, 2 \text{ mm}$, $\rho = 0, 5 \text{ mm}$ et $\rho = 2 \text{ mm}$.

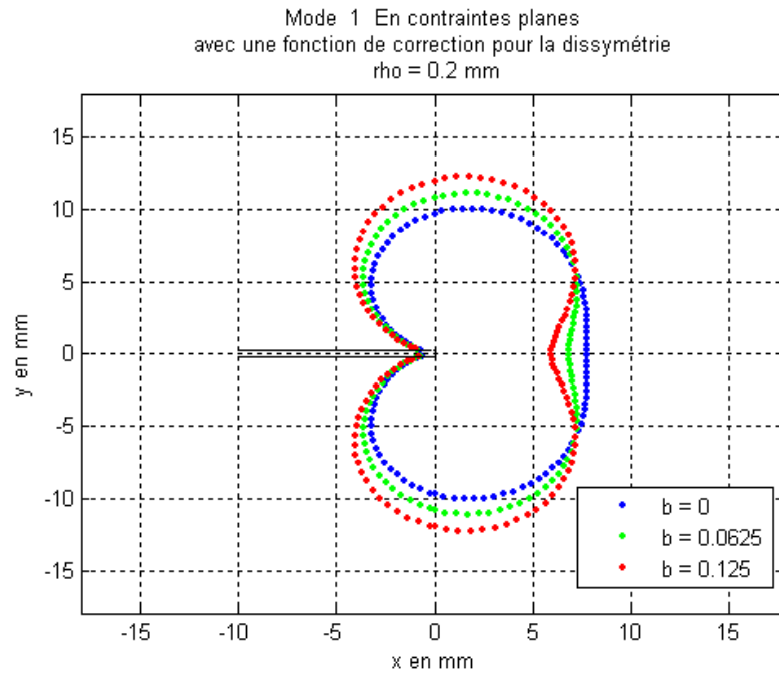


FIGURE 3.16 – Prédiction de la surface de transformation pour un rayon de fissure de 0,2 *mm*.

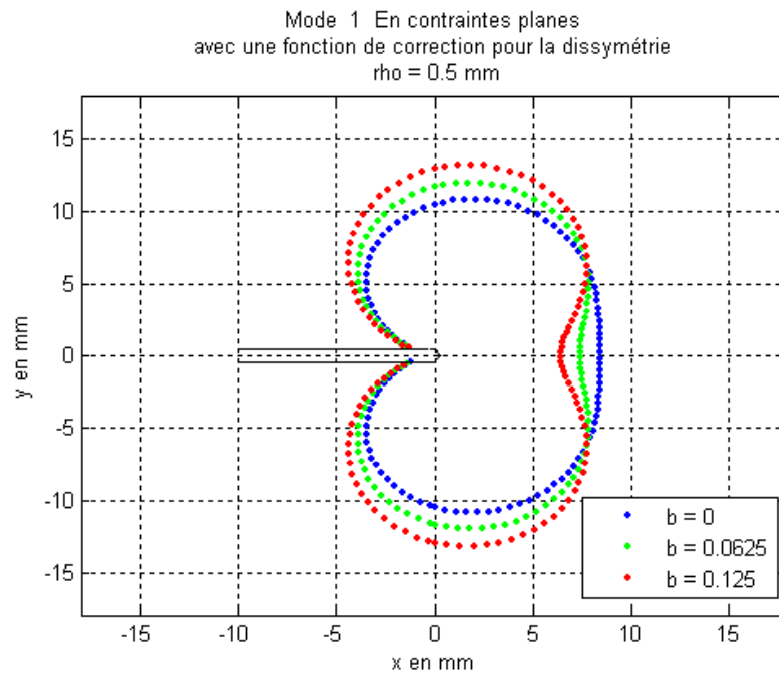


FIGURE 3.17 – Prédiction de la surface de transformation pour un rayon de fissure de 0,5 *mm*.

Plusieurs observations ont à faire :

- Pour une valeur fixée du rayon de fissure, la taille de la zone de transformation augmente légèrement avec l'augmentation de la valeur du paramètre de dissymétrie conformément à la formulation sans rayon de fissure. L'évolution de la forme, plutôt que de la taille de la zone de transformation, en fonction de la valeur du paramètre b est plus significative. Avec l'augmentation de b , la forme de la surface reste similaire mais présente un repli autour de $y = 0$. Ce repli est d'autant plus important que la valeur du paramètre de dissymétrie est importante.
- Pour une valeur fixée du paramètre de dissymétrie (les courbes de même couleur), la taille de la zone de transformation s'accroît de façon homothétique avec l'augmentation du rayon de fissure ρ . Contrairement au paramètre de dissymétrie b , le rayon ρ a peu d'influence sur la forme de la zone de transformation.

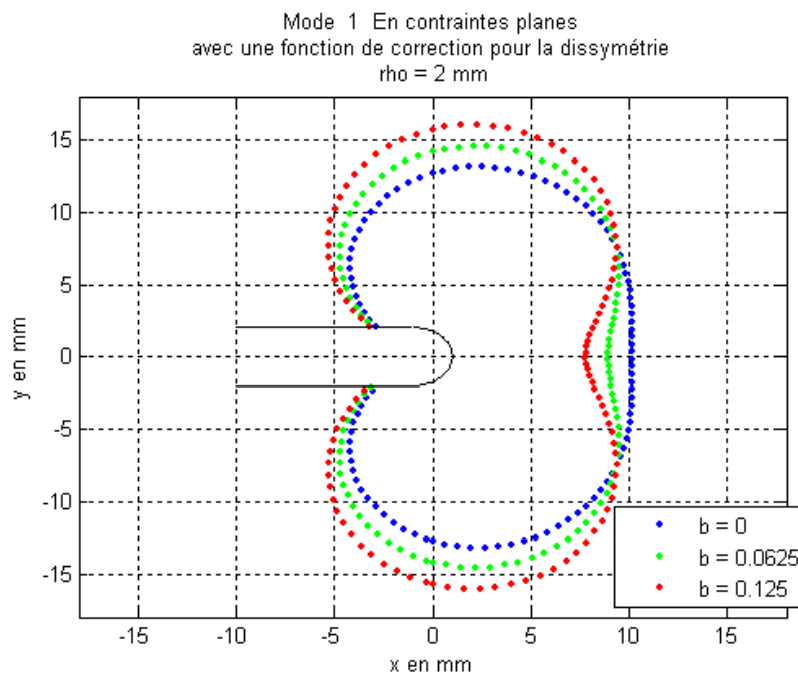


FIGURE 3.18 – Prédiction de la surface de transformation pour un rayon de fissure de 2 mm.

3.3.3.3 Etude de l'influence du rayon de fissure avec le paramètre b fixe

Il s'agit ici de voir l'impact important du rayon de fissure sur la taille de la surface de transformation à la rupture des éprouvettes (c'est à dire dans le cas de la limite de stabilité de la fissure). Pour un paramètre de dissymétrie b fixé, le rayon de fissure ρ prend différentes

valeurs. Plutôt que d'utiliser le facteur d'intensité de contraintes K_I , c'est le facteur critique d'intensité de contraintes K_C déterminé expérimentalement pour différentes valeurs de ρ qui est introduit ici dans le modèle. En pratique, il est facile de connaître le facteur critique d'intensité de contraintes K_C qui est calculé à l'aide de la contrainte mesurée à la rupture $\sigma_{rupture}$:

$$K_C = \sigma_{rupture} \sqrt{\pi a} f\left(\frac{a}{W}\right) \quad (3.89)$$

Le chapitre 4 rassemble les conditions et les résultats des essais. Quatre rayons de fissure différents sont testés dans les mêmes conditions expérimentales. La force mise en œuvre au moment de la rupture est mesurée et permet de calculer une contrainte à la rupture approximative (voir tableau 3.1).

Paramètres				
Vitesse de sollicitation machine ($mm.s^{-1}$)	0,02	0,02	0,02	0,02
Rayon de fissure (mm)	0,25	0,5	1	1,5
Force mesurée à la rupture (kN)	17,2	19,4	20,5	21,8
Contrainte appliquée à la rupture $\sigma_{rupture} = \frac{F_{rupture}}{S_0}$ (MPa)	287	322,5	342,5	364,5
Facteur d'intensité de contraintes K_C ($MPa.\sqrt{m}$)	98,1	113,7	125,8	138

TABLE 3.1 – Bilan d'essais de rupture réalisés dans des conditions identiques.

Ainsi, la contrainte à la rupture augmente logiquement avec l'augmentation du rayon de la fissure. Son calcul avec la section initiale la sous-estime quelque peu par rapport à la valeur réelle.

En introduisant le facteur critique d'intensité de contraintes K_C expérimental dans le modèle analytique, les tracés des surfaces de début transformation sont obtenus et regroupés pour des valeurs du paramètres $b = [0; 0.0625; 0.125]$ respectivement sur les figures 3.19, 3.20 et 3.21.

Plusieurs observations sont à faire :

- Les observations faites auparavant restent valables. A rayon de fissure donné, le paramètre b agit sur la forme de la zone de transformation, provoquant un repli au niveau de l'axe x quand il est maximal. A paramètre de dissymétrie fixé, le rayon de fissure ρ agit sur la taille de la zone de transformation. Une augmentation du rayon génère une augmentation de la taille de la zone de transformation au moment de la rupture. L'augmentation du rayon de fissure permet d'une part, de retarder en terme de contraintes la rupture, et d'autre part, d'accomoder la concentration de contraintes en pointe de fissure par l'extension plus importante d'une zone de transformation martensitique.
- Dans le cas d'un rayon de fissure grand ($\rho > 1$ mm), la zone analytique de début de transformation se situe en dehors des dimensions de l'éprouvette.

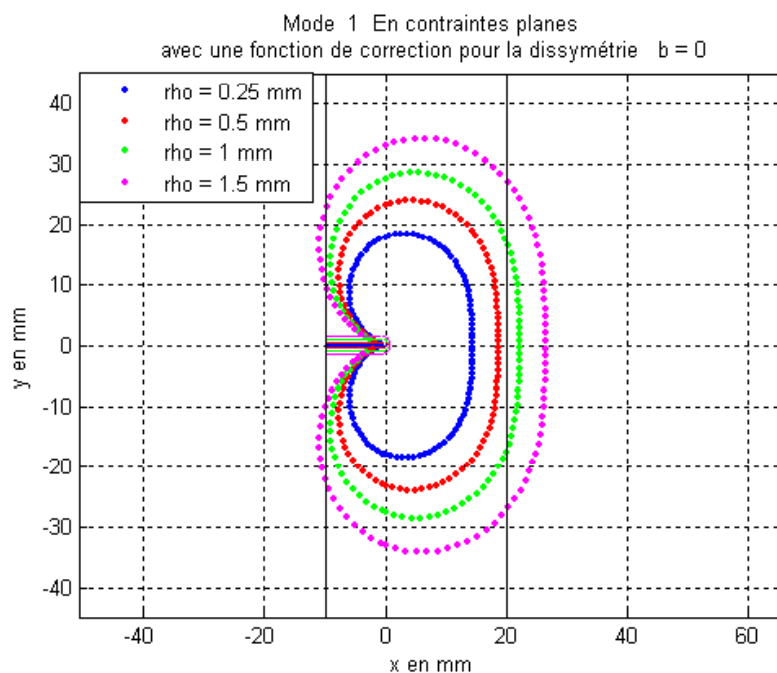


FIGURE 3.19 – Prédiction de la surface de transformation pour une valeur du paramètre b de dissymétrie nulle.

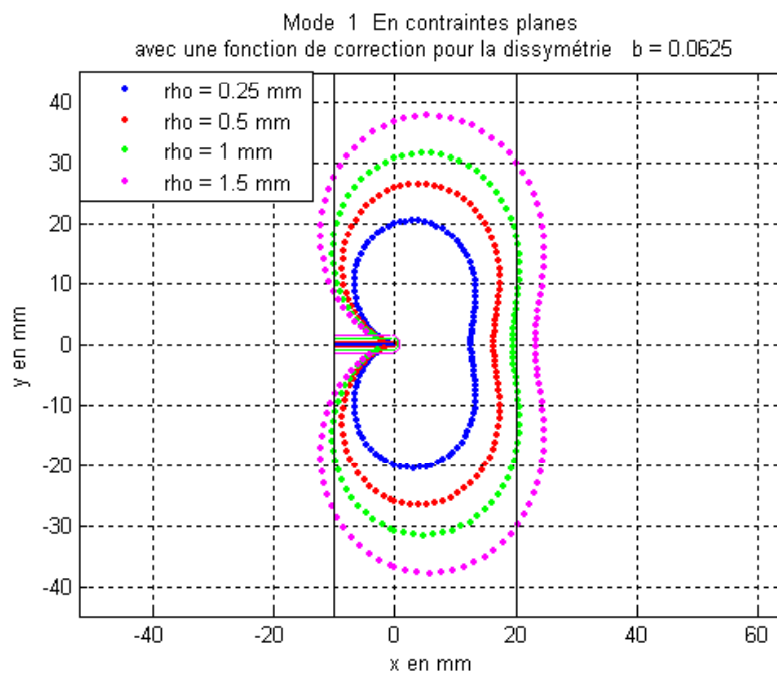


FIGURE 3.20 – Prédiction de la surface de transformation pour une valeur du paramètre b de dissymétrie de 0,0625.

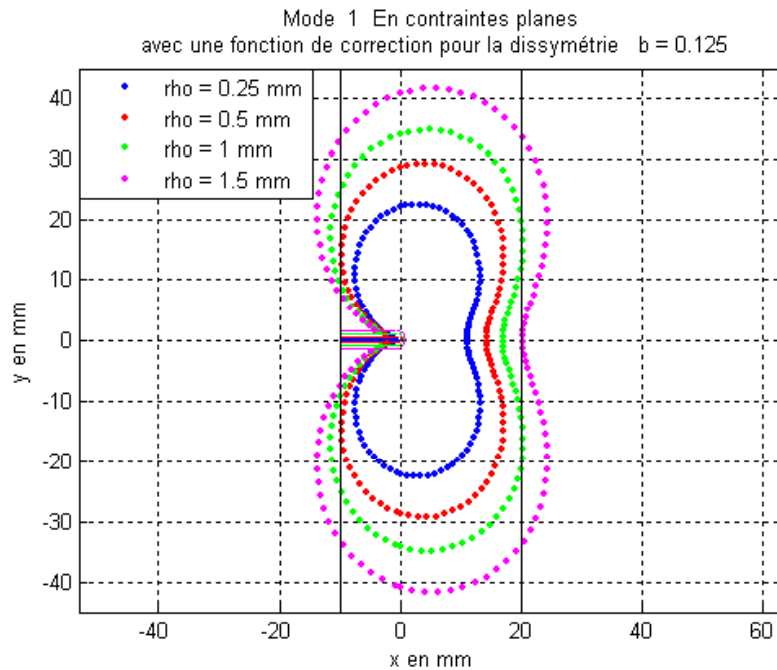


FIGURE 3.21 – Prédiction de la surface de transformation pour une valeur du paramètre b de dissymétrie de 0,125.

3.4 Conclusions

L'objectif du modèle est de prédire la taille et la forme des surfaces de début de transformation à la pointe de fissure d'un AMF isotrope. Il repose sur la formulation d'un critère adapté du critère classique de surface de charge de von Mises. Ce nouveau critère intègre une fonction de correction faisant intervenir la dissymétrie en traction/compression des AMF et le champ de contraintes local issu de la mécanique linéaire élastique de la rupture.

Le modèle permet de déterminer les zones de début de transformation d'une éprouvette sans rayon de fissure pour les modes élémentaires I, II et III et les modes mixtes I+II. Par ailleurs, il permet de déterminer les zones de début de transformation d'une éprouvette avec rayon de fissure en mode I.

D'une part, les tailles des zones de début de transformation sont plus étendues :

- en contraintes planes qu'en déformations planes (classique chez les métaux)
- quand le rayon de fissure augmente (seulement démontré pour le mode I)

L'influence des fonctions de correction sur la taille de la surface de transformation n'est pas généralisable puisque les effets des deux fonctions étudiées sont contraires.

D'autre part, la forme des surfaces de transformation est gouvernée par les paramètres de dissymétrie. Notamment, l'influence de ces derniers est plus significative en contraintes planes qu'en déformations planes.

Il semble intéressant de pouvoir valider expérimentalement ce premier modèle et sa prédiction par des essais de rupture en mode I. Le chapitre 4 s'attache à décrire l'ensemble de la démarche expérimentale en partant du choix de la méthode de mesure, à la détermination des surfaces de transformation en passant par la caractérisation mécanique et métallurgique de l'alliage de NiTi étudié.

Chapitre 4

Mise en œuvre expérimentale de la rupture en mode I

L'objectif de ces travaux est de réaliser des mesures simultanées de champs cinématiques et de température, sur chacune des faces de l'éprouvette, pour visualiser la zone de transformation de phase qui a lieu au voisinage de la pointe de fissure lors d'un essai de rupture en mode I. Les mesures de champs cinématiques et thermiques sont désormais fréquemment utilisées pour caractériser des phénomènes de localisation comme les bandes de Lüders ou de Portevin Le Chatelier (Chrysochoos & Louche, 2000)[68], (Louche et al., 2005)[69], (Maynadier , 2012)[70].

Ici, l'obtention de la cartographie du champ de déformation va permettre la comparaison avec les surfaces de début de transformation prédites au chapitre 3. Le dispositif expérimental s'appuie sur la technique de corrélation d'images pour la cartographie des champs de déplacement et de déformation, et la thermographie infrarouge pour la cartographie du champ de température. Ces travaux ont été l'occasion de mettre en place la technique de corrélation d'images au Département de Mécanique Appliquée de Besançon.

Ces deux techniques et leur mise en œuvre feront l'objet d'une première partie car elles impliquent un certain nombre d'attentions. Le matériau d'étude est ensuite caractérisé avant la présentation des résultats des essais de rupture en mode I pour différents rayons de fissure.

4.1 Préambule à la mise en œuvre expérimentale

Les jauges de déformation et les extensomètres, collés à la surface d'une éprouvette, sont des moyens classiques pour mesurer les déformations lors d'essais mécaniques simples multiaxiaux ou non (traction/torsion/pression interne). Toutefois, ces moyens donnent des informations locales (zone réduite d'une éprouvette) souvent limitées (en niveau de déformation), et ils nécessitent d'être en contact avec l'éprouvette.

La mesure est locale, représentative de la zone où la jauge est collée. Les sollicitations mécaniques et les éprouvettes sont habituellement conçues telles que les contraintes et déformations soient homogènes (par exemple, les éprouvettes standardisées 'diabolo' de traction). Ceci permet de relier des informations locales (déformation, contrainte) à des mesures globales (déplacement, effort).

Il existe des situations où la déformation a un caractère hétérogène comme dans le cas d'éprouvettes portant des entailles qui présentent un phénomène de localisation à la pointe de la fissure. Dans ce cas, les méthodes classiques ne permettent pas de remonter au comportement global de l'échantillon testé. Les techniques de mesures de champs cinématiques peuvent répondre à ces problématiques d'essais 'non standards' où l'hétérogénéité devient l'information à exploiter. La zone d'étude n'est plus locale ni associée à une ou plusieurs directions privilégiées.

Par ailleurs, ces méthodes optiques éliminent des difficultés ou limitations expérimentales en offrant la possibilité de mesurer ex-situ des phénomènes pouvant être destructifs ou plongés en milieu hostile.

4.1.1 Techniques de mesure de champs cinématiques

L'intérêt des mesures de champs cinématiques est réel pour identifier les phénomènes de localisation lors d'essais de rupture. Le but de l'investigation expérimentale étant de confronter la forme et la taille des surfaces de transformation de phase théoriques et expérimentales lors d'une rupture en mode I, l'obtention d'une cartographie des champs de déplacement et de déformation permet d'établir la comparaison.

En suivant l'évolution d'une surface au cours de sa déformation, la technique de mesure de champs permet donc d'étudier la répartition des déplacements et des déformations, sous l'hypothèse de déformation sans déplacement hors plan, en particulier pour des matériaux hétérogènes, des géométries de pièces complexes ou des sollicitations non uniformes. L'absence de contact supprime les erreurs de mesures ou perturbations liées aux interactions entre les moyens de mesure et l'éprouvette.

Il existe plusieurs techniques pour mesurer des champs cinématiques. Les principales

techniques de mesure de champs en cinématique plane sont résumées ci-dessous (liste non exhaustive).

Méthode de grille (dite aussi de suivi de marqueurs) ou de corrélation d'images

Ces techniques permettent la détermination des champs de déplacement et de déformation à la surface d'un objet par comparaison de deux images : une image de référence de l'objet à l'état initial et une image déformée du même objet. L'image déformée peut résulter d'une déformation, d'un simple déplacement de corps rigide ou à la fois d'une déformation et d'un déplacement. En marquant la surface d'un motif régulier (pour la méthode de grille) ou aléatoire (pour la corrélation d'images), chaque point de la surface est identifié dans chaque image. Par reconnaissance des motifs dans l'image de référence et l'image déformée, les déplacements des points sont calculés.

La méthode de grille (Surrel, 2004)[71] consiste à déposer une grille ou des marqueurs géométriques sur le matériau par électrolithographie ou par gravure. Le dépôt de la grille doit permettre d'offrir un contraste suffisant pour suivre son déplacement au cours de la déformation, et la nature du dépôt doit être compatible avec le moyen d'observation et avec le matériau à observer. La résolution dépend alors de la grille et du moyen d'observation : MEB, caméra CCD...

La corrélation d'images numériques, en anglais 'Digital Images Correlation (DIC)' nécessite la création d'un mouchetis aléatoire et bien contrasté à la surface de l'éprouvette (voir figure 4.1). Le but est de retrouver, dans l'image déformée, un petit domaine de pixels le plus semblable à un même domaine défini initialement sur l'image de référence. Cette reconnaissance se fait à partir de l'évaluation des niveaux de gris des pixels dans les deux configurations. Cette méthode est détaillée plus loin.

Méthode de moiré géométrique

La méthode de moiré consiste à faire apparaître des franges d'interférence entre un réseau de référence et un second réseau, identique à la grille de référence, qui est déposée sur la surface de la pièce à étudier mais qui se déforme avec celle-ci. Les réseaux sont généralement des lignes parallèles dont l'épaisseur est égale au pas entre deux lignes. L'interaction entre le réseau de référence et le réseau déformé crée des franges d'interférences spatiales. Les franges sont alors analysées soit 'manuellement' par comptage des franges ou à l'aide d'algorithmes. La résolution spatiale dépend du pas du réseau. Pour accroître la résolution, il est possible d'utiliser un réseau de référence dématérialisée comme par exemple, quand ce dernier est constitué par le réseau de pixels d'une caméra CCD enregistrant l'image de l'échantillon au travers d'un microscope optique.

Méthodes interférométriques

Les méthodes interférométriques (interférométrie speckle, holographie, photoélasticimétrie) utilisent les propriétés d'interférence lumineuse et/ou de réflexion de la lumière. Les

déplacements sont déterminés par la mesure de franges d'interférences. La lumière utilisée le plus souvent est une lumière cohérente obtenue par laser. Ces techniques de mesures se limitent à des matériaux bien particuliers (matériau présentant un relief microscopique pour l'interférométrie de speckle, matériau biréfringent pour la photoélasticité...).

Pour terminer sur ces principales techniques de mesures de champs, celles utilisant des motifs périodiques (moiré, grille) ont pour avantage que la résolution spatiale obtenue est directement liée au choix du pas du motif. Le dépôt à réaliser peut s'avérer délicat à effectuer. Quant aux méthodes mettant en jeu des motifs aléatoires (speckle, corrélation d'images), elles ne nécessitent pas de préparation particulièrement compliquée. La corrélation d'images pour le suivi d'essais mécaniques est très utilisée pour caractériser les champs mécaniques de tous types de matériaux et d'éprouvettes. (Besnard et al., 2006)[72], (Wattrisse, 2001)[73]. L'acquisition d'images nécessite un simple moyen optique (caméra CCD, appareil photo) et un logiciel de corrélation d'images.

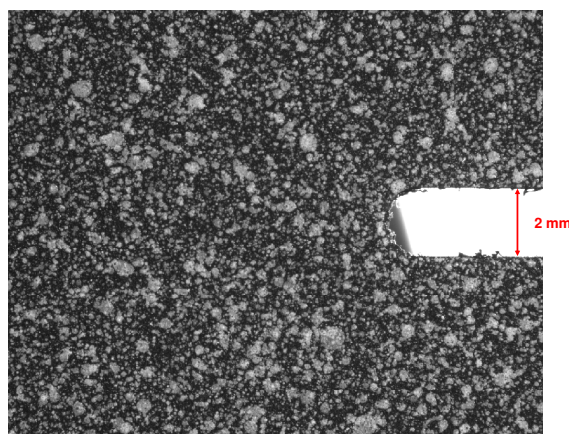


FIGURE 4.1 – Eprouvette revêtue d'un mouchetis qui présentent des niveaux de gris aléatoires.

4.1.2 Mesure de champs cinématiques par corrélation d'images

Le Département de Mécanique Appliquée ne disposant pas, à l'époque, d'un banc de mesure de champs cinématiques, plusieurs choix concernant la mise en oeuvre expérimentale étaient donc possibles. Le choix s'est porté sur une méthode la moins lourde à mettre en oeuvre : la mesure par corrélation d'images DIC.

Principe de la corrélation d'images

La méthode de corrélation d'images nécessite la prise d'images de l'éprouvette en niveaux de gris au cours de la sollicitation, comme dans le cas de cette étude, à l'aide d'une caméra CCD (Coupled Charge Device). Avec une caméra CCD, l'image est acquise par une matrice de capteurs qui transforme l'intensité lumineuse perçue en une tension

électrique. Chaque capteur de la matrice, correspondant à un pixel de l'image, reçoit une information à laquelle il affecte une valeur de niveau de gris. Le résultat est une image numérique, codée par une matrice ayant pour composantes une valeur comprise entre 0 et 255, caractérisant un niveau de gris.(voir Figure 4.1)

Le champ de déplacement est déterminé sur la surface de l'éprouvette en comparant l'image de la surface déformée, à l'image de la surface non déformée, dite de référence. La surface de l'éprouvette est recouverte d'un fin mouchetis aléatoire de peinture. En réalité, la recherche du champ de déplacement est limitée à une région de l'image de référence (figure 4.2). Cette région d'étude est ensuite discrétisée en imagerie comme illustrée sur la figure 4.3 (le plus souvent un carré de quelques pixels de côté). Le but de la méthode est d'apparier chaque imagerie de la région de référence, à une imagerie la plus semblable à l'image déformée. Ainsi la texture de l'image (finesse du mouchetis) conditionne la précision de l'analyse. Le traitement des images se fait à l'aide d'un logiciel de corrélation d'images, ici le logiciel 7D, développé au laboratoire SYMME par P. Vacher et son équipe. La région d'étude est ensuite recouverte par une grille virtuelle (figure 4.3) formée de carrés dont le côté est le pas de la grille. Une imagerie est un quadrilatère de pixels qui a pour centre un des sommets des carrés de la grille (figure 4.4).

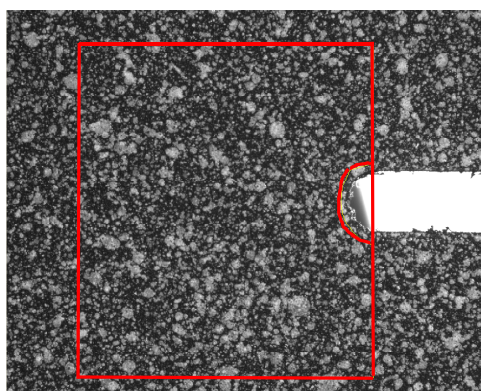


FIGURE 4.2 – Définition de la région d'étude sur l'image initiale.

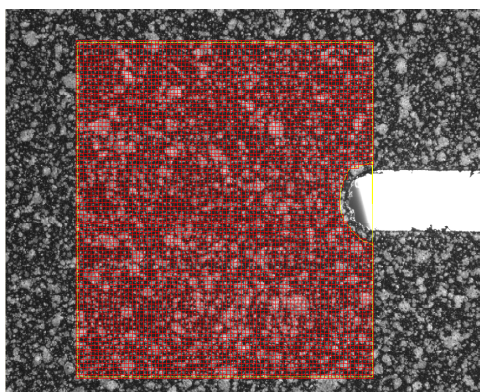


FIGURE 4.3 – Définition de la grille virtuelle.

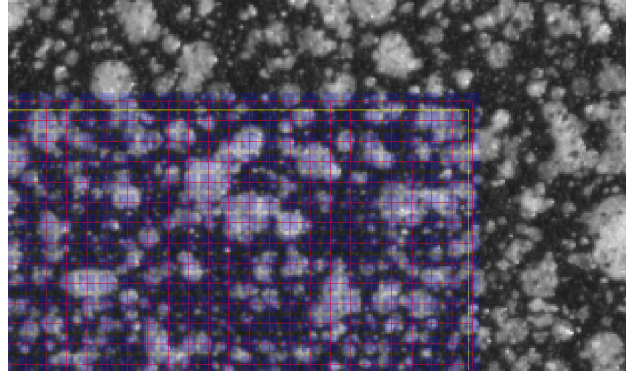


FIGURE 4.4 – Définition des imagettes.

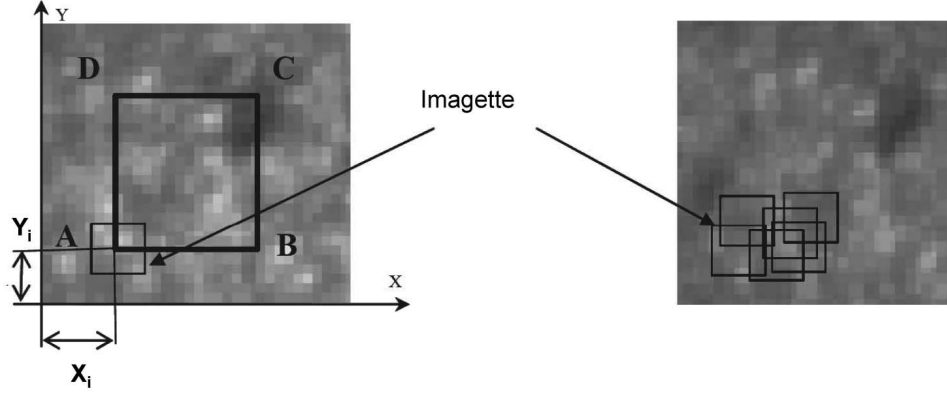


FIGURE 4.5 – Corrélation entre l'image initiale (à gauche) et l'image finale (à droite) : appariement de l'imagette centrée en A.

Sur une imagette D (sous-domaine de la région de référence), un pixel ou point de coordonnées (X_i, Y_i) a pour niveau de gris la valeur $f(X_i, Y_i)$. Après déformation, le point (X_i, Y_i) s'est déplacé en (x_i, y_i) avec un niveau de gris $g(x_i, y_i)$ (voir figure 4.5). La nouvelle position (x_i, y_i) est recherchée par le logiciel à l'aide d'un algorithme de minimisation du coefficient de corrélation C :

$$C = 1 - \frac{\sum_{i \in D} f(X_i)g(x_i)}{\sqrt{\sum_{i \in D} (f(X_i))^2} \sqrt{\sum_{i \in D} (g(x_i))^2}} \quad (4.1)$$

Le cas idéal serait $g(x_i, y_i) = f(X_i, Y_i)$ pour que $C = 0$.

Un processus d'itération est mis en place pour déterminer le déplacement du centre de l'imagette. La forme du champ de déplacement recherché est bilinéaire. Quand les composantes du champ de déplacement sont déterminées pour l'ensemble des sommets de la grille, le tenseur des déformations de Green-Lagrange permet d'estimer le champ de

déformation de la région d'étude.

La précision des champs obtenus dépend :

- de l'échelle/grossissement des images enregistrées et de la qualité du mouchetis,
- de la taille de l'imagette défini par l'utilisateur,
- du pas de la grille définissant la région d'étude initiale (la surface de l'éprouvette étudiée),
- du gradient de déformation.

Procédure/ équipement et dispositions expérimentales

Des dispositions particulières sont à prendre pour augmenter la qualité des résultats notamment le mouchetis et l'éclairage. La préparation de l'échantillon doit idéalement respecter :

- le caractère aléatoire du mouchetis,
- un compromis sur la taille des motifs (entre 3 et 10 pixels),
- un compromis sur le contraste (qui peut être amélioré par l'éclairage),
- une bonne adhésion et élasticité du mouchetis à l'éprouvette.

Le mouchetis peut aussi être d'origine naturelle si la morphologie de l'éprouvette s'y prête. Après un nettoyage à l'acétone, la procédure adoptée ici consiste en une application d'une fine couche de peinture noire, puis la projection successive de peinture blanche puis noire et ce, juste avant l'essai de rupture. Des bombes de peinture du commerce pour la carrosserie automobile et un temps de séchage court permettent d'assurer une bonne élasticité du mouchetis sur l'éprouvette. Les peintures sont mates pour limiter les réflexions. La qualité des images dépend beaucoup du contraste à la fois conditionné par le mouchetis lui-même mais aussi l'éclairage. L'éprouvette étant en mouvement pendant l'essai, il faut que le temps d'exposition soit assez court par rapport à la vitesse de sollicitation sans quoi, les images ne sont pas nettes. Un temps d'ouverture court implique alors que la surface étudiée soit bien lumineuse pour conserver un contraste convenable. L'éclairage doit éclairer uniformément l'éprouvette.

La simultanéité avec des mesures de champ de température oblige à ce que la source lumineuse perturbe le moins possible la température de l'éprouvette. C'est pourquoi un éclairage à base de LED a été choisi. Par ailleurs, la caméra CCD doit être orientée perpendiculairement à l'éprouvette. Pour vérifier l'absence de distorsion et d'aberrations optiques, un quadrillage sur une feuille cartonnée sert à la mise au point. Sur les bords de l'image, quand le grossissement est élevé, un effet de bord peut être noté notamment quand une lentille additionnelle est utilisée.

4.1.3 Mesure par thermographie infrarouge

La mesure de champs de température peut se faire à l'aide de la thermographie infrarouge. Les rayonnements infrarouges ont été premièrement découverts par William Herschel en 1800. La première caméra infrarouge a été créée en 1964 et les premières applications militaires ont été développées au début des années 1980. Cette technique de mesure se démocratise de plus en plus et devient largement utilisée en mécanique des matériaux pour observer pléthore de phénomènes comme par exemple les transformations de phases (Shaw et Kyriakides, 1997)[74], (Ladicola et Shaw, 2002)[75] ou (Schlosser et al., 2007)[76], les phénomènes de déformations élastiques et plastiques (Louche, 1999)[77], (Chrysochoos et Louche, 2000)[68], (Louche et Chrysochoos, 2001)[78], (Louche et al., 2005)[69], et les comportements en fatigue (Boulanger and Chrysochoos, 2004)[79] ou (Doudard et al., 2007)[80]. L'ensemble de ces mesures est mené indifféremment sur tous types de matériaux, mais demandent un certains nombres de précautions du point de vue de l'environnement de l'essai.

La thermographie infrarouge repose sur le rayonnement électromagnétique d'un objet dits chaud. Un corps chaud est défini physiquement par le fait que sa température est supérieure au zéro absolu (0°K), il émet alors un rayonnement électromagnétique et il libère ainsi une énergie radiative. Le corps noir en est un cas particulier très intéressant car c'est un objet capable d'absorber totalement tout rayonnement incident indifféremment de sa longueur d'onde. De plus, l'énergie qu'il libère, sa luminance, est donc uniquement due à sa propre température. La puissance rayonnée par unité de surface et par unité de longueur d'onde, nommée exitance spectrale, est donnée par la loi de Planck.

Par exemple, des objets à une température supérieure à l'ambiante possèdent leur maximum d'exitance spectrale pour des longueurs d'ondes comprises entre 1 et $10 \mu\text{m}$, ce qui correspond au rayonnement infrarouge. Il convient donc pour ce type de mesures de températures de déceler essentiellement le rayonnement infrarouge. Bien sûr, tout ceci fonctionne parfaitement pour des corps noirs. Or les objets naturels ne possèdent pas les mêmes propriétés, ils n'absorbent qu'une partie α du rayonnement, réfléchissent une partie ρ et transmettent une partie τ . Le terme principal mis en jeu dans les mesures est le terme d'émission ϵ qui, par bilan énergétique, compense le terme d'absorption α , il est appelé émissivité spectrale. Il est important de noter que ces paramètres dépendent de nombreux paramètres physiques comme par exemple la longueur d'onde, le matériau, l'état de surface ou la température.

Ainsi, pour un corps noir $\epsilon(\lambda) = 1$, $\tau(\lambda) = 0$ et $\rho(\lambda) = 0$ tandis que pour les corps opaques $\tau(\lambda) = 0$ et $\epsilon(\lambda) + \rho(\lambda) = 1$. Les corps opaques en plus d'émettre leur propre rayonnement réfléchissent une partie de l'énergie rayonnée par l'environnement.

L'importance de la maîtrise de l'environnement de l'essai devient donc primordiale et la détermination de l'émissivité de l'objet indispensable pour déterminer sa température propre. En pratique, il est classique de considérer à une distance proche de l'objet que la transmission de l'atmosphère est égale à 1. Il convient aussi d'obtenir une émissivité la

plus élevée possible pour l'objet, pour ce faire, l'objet est classiquement recouvert d'une fine couche de peinture noire dont on sait que l'émissivité est très proche de 1. Il est important aussi d'éviter au maximum toute source de chaleur dans la zone de mesure, par exemple des lumières froides sont utilisées, et il est aussi indispensable de s'assurer que les éléments rentrant dans le cadre de la zone d'essai possèdent une faible capacité de réflexion, en pratique, par exemple les éléments sont peints en noir et il est aussi important de vérifier que l'air environnant la zone d'essais soit peu sollicité et maintenu à température constante.

Une caméra de thermographie infrarouge est basée sur les principes présentés précédemment, elle est constituée d'une optique focalisant le rayonnement reçu sur un détecteur thermique. Pour l'optique, il existe différents matériaux transmettant les longueurs d'onde de l'infrarouge (le saphir par exemple). Pour le détecteur thermique, il existe plusieurs technologies dépendantes de la gamme de mesures ou plage de longueurs d'onde considérée, du système de refroidissement choisi et des bruitages induits. Dans tous les cas, le détecteur permet de convertir un flux de photons du rayonnement reçu sur chacun des pixels du capteur, en un signal électrique. Ce dernier est traduit en un thermogramme représenté par une image visible dont la distribution de niveaux de gris ou de couleurs est proportionnelle à la distribution de luminance infrarouge de l'objet. Après étalonnage de la caméra sur un corps noir à différentes températures connues, le choix de la valeur d'émissivité de l'objet permet d'obtenir le champ de température de l'objet sur l'image mesurée.

4.2 Le matériau d'étude : le NiTi

Le matériau utilisé est un NiTi superélastique vendu par la société Memory Metalle sous forme de tôle de 2 mm d'épaisseur. La composition massique donnée est Ni-55.89% - Ti-44.10%. Les tôles ont subi un laminage à froid suivi d'un recuit à plat dans une presse à chaud à l'air. L'état de surface final est poli sans oxyde (obtenu par polissage au tonneau).

4.2.1 Les caractérisations métallurgiques

4.2.1.1 Analyse par calorimétrie différentielle à balayage (DSC)

Une analyse par calorimétrie différentielle à balayage permet de mesurer les différences des échanges de chaleur entre un échantillon à analyser et une référence sous atmosphère contrôlée. Dans une enceinte calorifuge, l'échantillon en NiTi est placé dans un creuset en aluminium, puis dans une cellule de mesure en platine, un creuset vide (la référence) est aussi placé dans une deuxième cellule. La mesure consiste à déterminer la variation de flux de thermique émis ou reçu par le NiTi lorsqu'il est soumis à une programmation

de température sous balayage d'un gaz inerte ici l'azote.

La température est contrôlée dans chacune des deux cellules, de manière à ce qu'elle suive une rampe constante de $5^{\circ}\text{C}.\text{min}^{-1}$. Le pilotage en température est le suivant :

- température initiale à 25°C ,
- refroidissement et maintien à -80°C pendant 2 min,
- chauffage jusqu'à 150°C et maintien pendant 1 min,
- refroidissement jusqu'à 25°C .

Ainsi, la transformation de phase directe (A->M) est détectée par un dégagement exothermique lors du refroidissement et la transformation inverse (M->A) une absorption endothermique lors du chauffage.

L'essai de DSC, présenté sur la figure 4.6 permet d'identifier les quatre températures de fonctionnement de l'AMF : $A_s^0 = -12^{\circ}\text{C}$, $A_f^0 = 11^{\circ}\text{C}$, $M_s^0 = 11^{\circ}\text{C}$, $M_f^0 = -9^{\circ}\text{C}$. A température ambiante (20°C), en l'absence de contraintes, le Niti est donc en phase purement austénitique. Il n'y a pas de R-phase puisque il n'existe pas de second pic détecté au refroidissement.

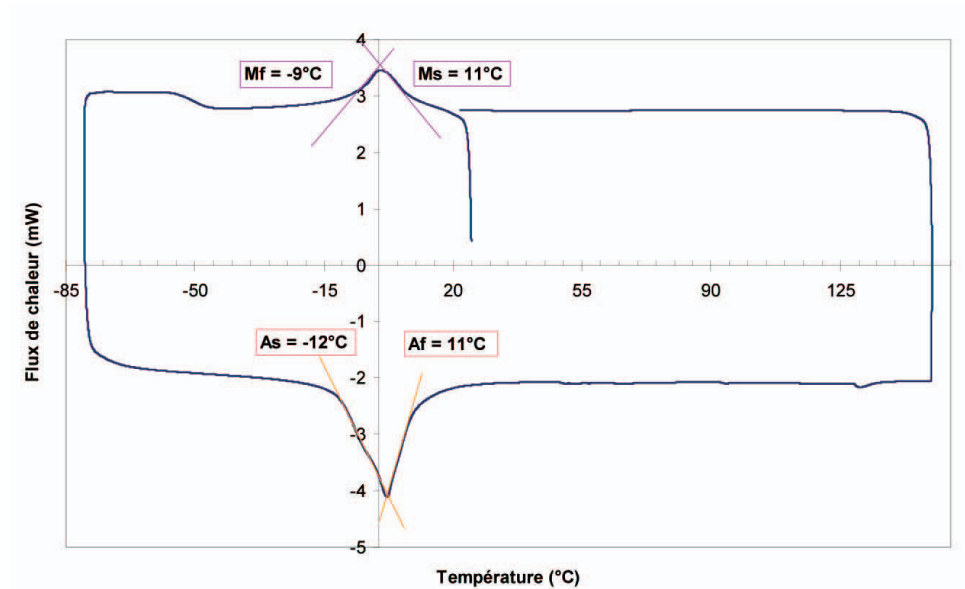


FIGURE 4.6 – DSC du Niti équiatomique.

4.2.1.2 Analyse par spectrométrie de fluorescence X

La spectrométrie de fluorescence X, est une technique d'analyse chimique permettant d'identifier et de doser tous les éléments dans des échantillons très divers : liquides, alliages, poudres, céramiques. Elle repose sur l'émission d'un rayonnement caractéristique par les atomes de l'échantillon après bombardement aux rayons X.

La mesure par spectrométrie de fluorescence X de l'alliage d'étude est réalisée par analyse dispersive en énergie (méthode EDS) à l'aide d'un microscope électronique à balayage. L'examen du spectre réponse illustré sur la figure 4.7 confirme la composition élémentaire de l'alliage NiTi équiatomique : 49.66%at de Ti et 50.34%at de Ni.

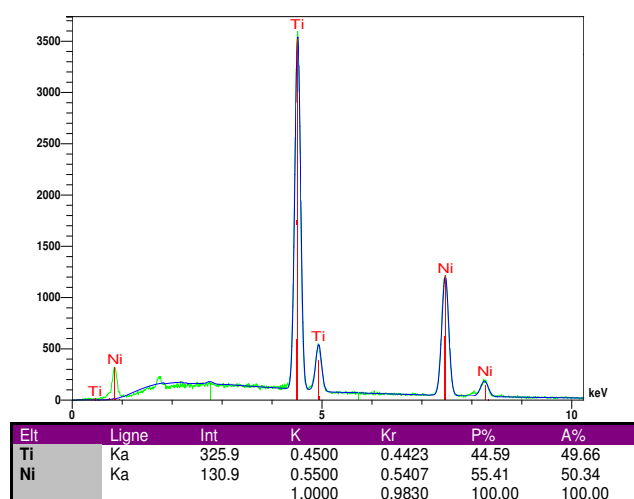


FIGURE 4.7 – Spectre énergétique issu de l'analyse par EDS.

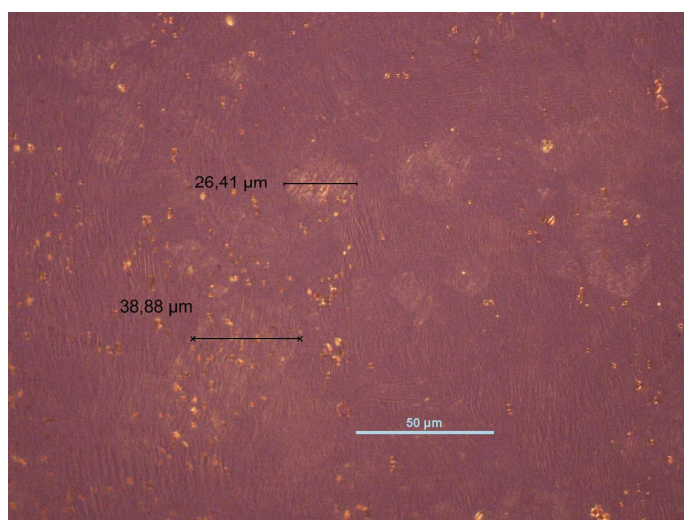


FIGURE 4.8 – Microscopie de la surface de l'échantillon.

4.2.1.3 Microscopie optique

A l'aide d'une polisseuse manuelle classique, un échantillon en NiTi a été poli mécaniquement et successivement avec des papiers abrasifs à granulométrie 120, 400, 800, 1000 et 2400. Puis un polissage avec une solution d'alumine (200 Angström), enfin il a subi une attaque chimique de formulation : $2H_2O + 3HNO_3 + HF$ pendant 10 secondes. L'observation au microscope électronique de la surface attaquée est capturée et illustrée sur la figure 4.8. La taille moyenne des grains est d'environ $35\mu m$, qui est caractéristique des NiTi (Taillard, 2006)[63].

4.2.2 Les essais de traction

4.2.2.1 Description du dispositif expérimental et instrumentation

Les essais sont réalisés sur une machine de traction hydraulique INSTRON de capacité 100 kN avec mesure du déplacement du vérin, de l'effort appliqué et de la déformation de la longueur utile de l'éprouvette dans le cas où un extensomètre est utilisé. Les essais de traction ont fait l'objet de différents chargements (nature et niveau). La température expérimentale est de $20^\circ C$. Les éprouvettes sont donc totalement austénitiques. Dans le cas des deux essais pilotés en déformation, un extensomètre en base 10 mm ($\pm 10\%$) a été utilisé. Avant chaque utilisation, il a été calibré. Dans tous les cas, les chargements pilotés en déplacement ou déformation sont triangulaires : rampe à la charge jusqu'à la consigne (en déplacement ou déformation) puis rampe opposée à la décharge.

4.2.2.2 Eprouvettes

Les éprouvettes utilisées pour les essais de traction sont classiques. Elles ont usinées à l'aide d'une machine d'électroérosion à fil. Les éprouvettes sont découpées tel que leur longueur utile soit parallèle ou soit perpendiculaire à la direction de laminage de la tôle brute de NiTi.

Traction uni-axiale perpendiculaire à la direction de laminage

La géométrie des éprouvettes de traction est conforme à la norme AFNOR (éprouvette 'dog-bone'). La section est rectangulaire $12.5 \times 2\ mm^2$ et de longueur utile d'environ 55 mm . Les éprouvettes de rupture seront, elles aussi, sollicitées suivant la perpendiculaire au laminage.

Traction uni-axiale parallèle à la direction de laminage

La géométrie des éprouvettes de traction est conforme à la norme AFNOR (éprouvette 'dog-bone'). La section est rectangulaire $6 \times 2 \text{ mm}^2$ et de longueur utile 33 mm .

4.2.2.3 Résultats

Traction uni-axiale perpendiculaire à la direction de laminage

Lors d'un pilotage en déformation, les courbes contrainte/déformation présentent un caractère pseudoélastique dont un exemple est montré sur la figure 4.9. Une courbe obtenue avec un essai piloté en déplacement est aussi donnée sur la figure 4.10. Ces courbes sont typiques d'un AMF sollicité en traction et à l'état initial austénitique. L'asservissement en déformation donne un cycle d'hystérésis un peu inhabituel (voir les cercles rouges figure 4.9). Lors de la transformation directe (à la charge), juste après la fin du comportement linéaire élastique de l'austénite, un pic de contrainte se produit au tout début de la transformation martensitique. D'autres 'soubresauts' sont visibles à la fin du plateau de la transformation directe et au début de la transformation inverse.

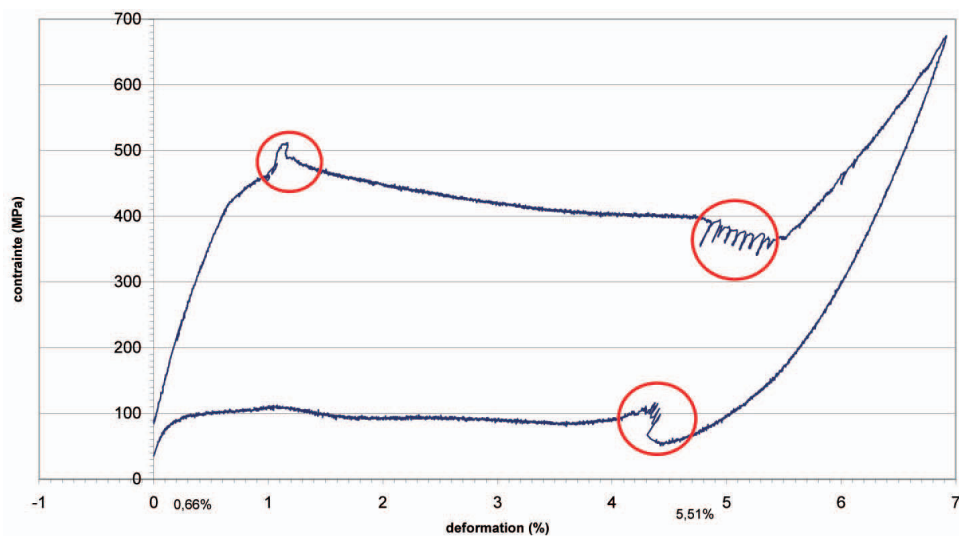


FIGURE 4.9 – Essai de traction piloté avec $\dot{\epsilon} = 10^{-4} \text{ s}^{-1}$.

Ces phénomènes ont déjà été observés sur des AMF mais uniquement sur des NiTi polycristallins et sollicités en traction (Sittner et al., 2005)[81]. Pendant le plateau de transformation martensitique, la déformation n'est pas homogène mais localisée. La déformation apparaît à la manière de bandes de Lüders. Au cours de deux essais menés à une vitesse de sollicitation $\dot{\epsilon} = 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, il a été observé le développement de deux fronts, chacun situé près d'un congé de raccordement dans la zone utile. À l'œil nu, les deux bandes formaient un angle identique d'inclinaison avec l'axe de traction de l'ordre de 45°C .

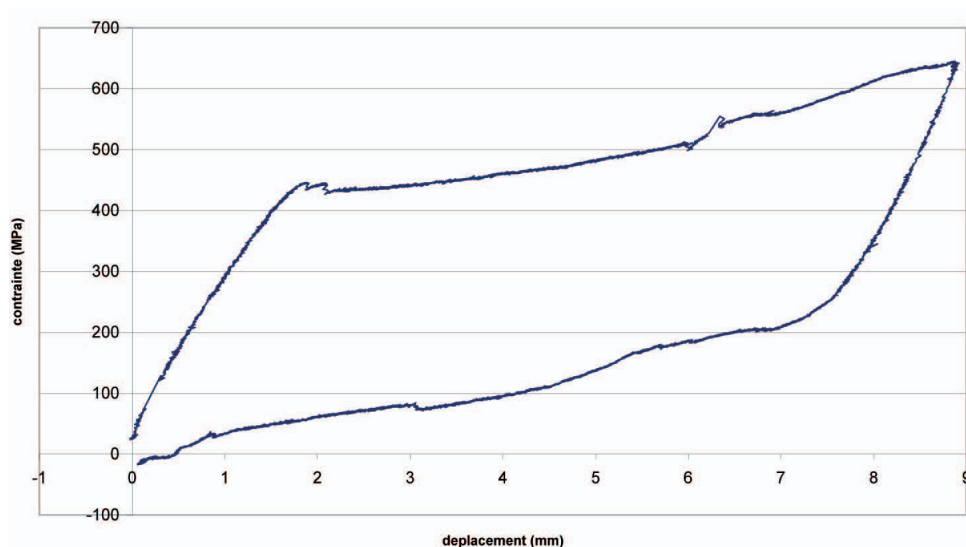


FIGURE 4.10 – Essai de traction piloté avec $\dot{u} = 10^{-2} mm.s^{-1}$.

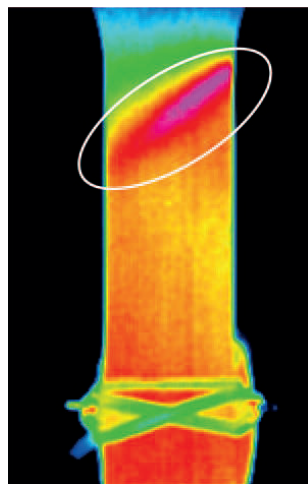


FIGURE 4.11 – Champ thermique qualitatif pendant un essai de traction uni-axiale perpendiculaire à la direction de laminage.

Le dépouillement des images CCD n'a pas permis de visualiser les bandes de localisation. Des images infrarouge enregistrées, figure 4.11, pendant le deuxième essai, montrent des hétérogénéités thermiques qui peuvent correspondre à des bandes de localisation comme celles observées par (Favier et al., 2007)[82], sièges de la formation de martensite.

Point sur le phénomène de localisation par bandes de Lüders

Le terme 'bandes de Lüders' est emprunté au comportement des aciers doux lors d'essais de traction classiques voir figure 4.12.

Le régime élastique initial se termine par un crochet (point A) début d'apparition des bandes de déformation. Le palier plastique parfait (BC) traduit le développement de ces fronts de déformation plastique localisée qui parcourent l'éprouvette. Quand l'écrouissage commence (point C), toute la zone utile de l'éprouvette est dans un état de déformation homogène, la charge appliquée croît de nouveau avec la déformation.

Lors d'essais de traction sur des NiTi, ce phénomène de localisation sous formes de bandes a d'abord été rapporté par (Miyazaki et al., 1981)[83]. Plus récemment, l'équipe de (Sittner et al., 2005)[81] et (Favier et al., 2007)[82] ont essayé de comprendre l'origine de cette localisation de déformation. Le phénomène n'est observé que sur des alliages NiTi et pas sur d'autres AMF polycristallins et dans trois comportements possibles : transformation directe sous contrainte (austénite vers martensite, ou même R-phase vers martensite, ou réorientation de martensite). Il est plus marqué sur les éprouvettes avec un rapport longueur sur épaisseur élevée.

Le développement des bandes de localisation se manifeste pendant le plateau de transformation et dépend de plusieurs facteurs comme le système d'accroche au mors, la vitesse de déformation appliquée, la géométrie de l'éprouvette, la texture cristallographique et l'histoire thermomécanique du NiTi. Chez les AMF, les bandes sont des bandes de martensite en formation, qui se développent et s'élargissent jusqu'à atteindre une déformation homogène dans la zone utile de l'éprouvette. Conformément à ce que rappelle (Sittner et al., 2005)[81], le pilotage en déplacement figure 4.10, le cyclage figure 4.13 et un rapport longueur sur épaisseur faible figure 4.14, limite ou supprime le phénomène de localisation.

Quant aux soubresauts observés, ils peuvent correspondre aux bandes de localisation qui apparaissent entre les couteaux de l'extensomètre. Si la machine est réactive (PID dur), les sauts de déformation enregistrée par l'extensomètre sont importants dépassant la consigne et entraîne une modification violente de la commande pour revenir à la consigne de départ. Un deuxième cycle de traction sur l'éprouvette supprime le pic en contraintes lié à l'apparition des bandes de Lüders voir la figure 4.13. Le cyclage permet d'éliminer les défauts résiduels.

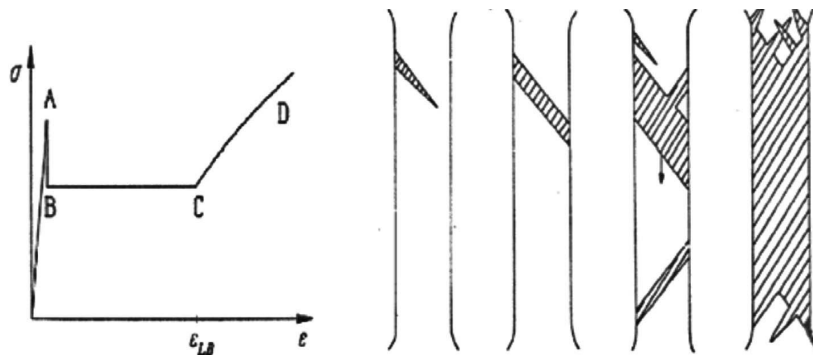


FIGURE 4.12 – Modélisation schématique de la courbe contrainte/déformation associée à la propagation des bandes de Lüders (Louche, 2009)[12].

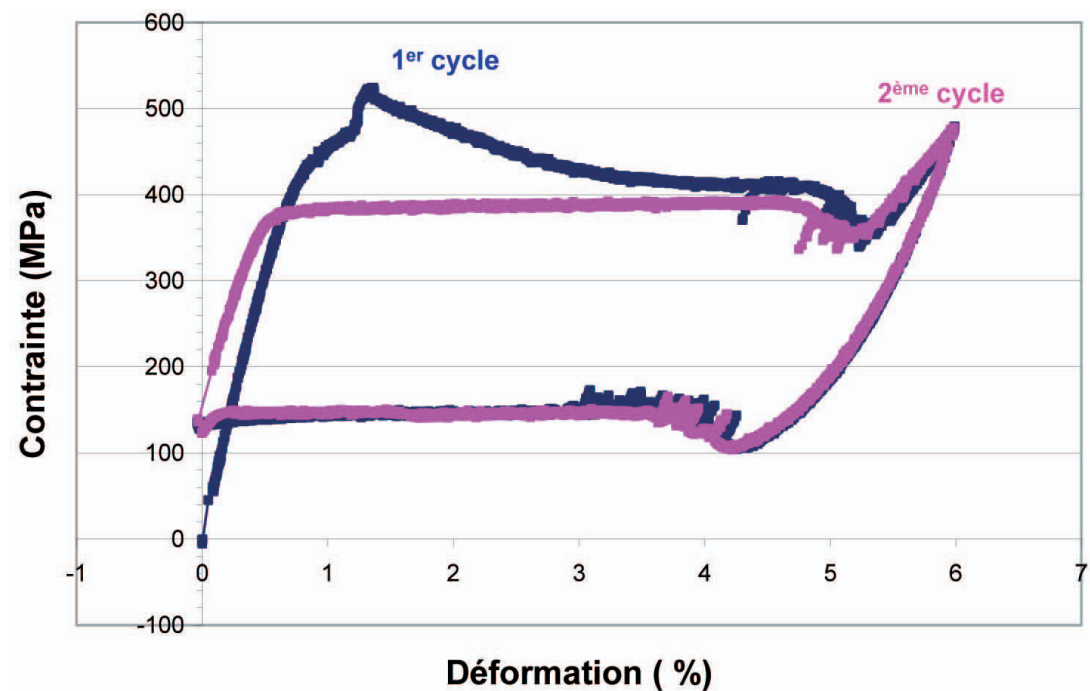


FIGURE 4.13 – Effet du cyclage sur un essai de traction à $\dot{\epsilon} = 10^{-4} s^{-1}$.

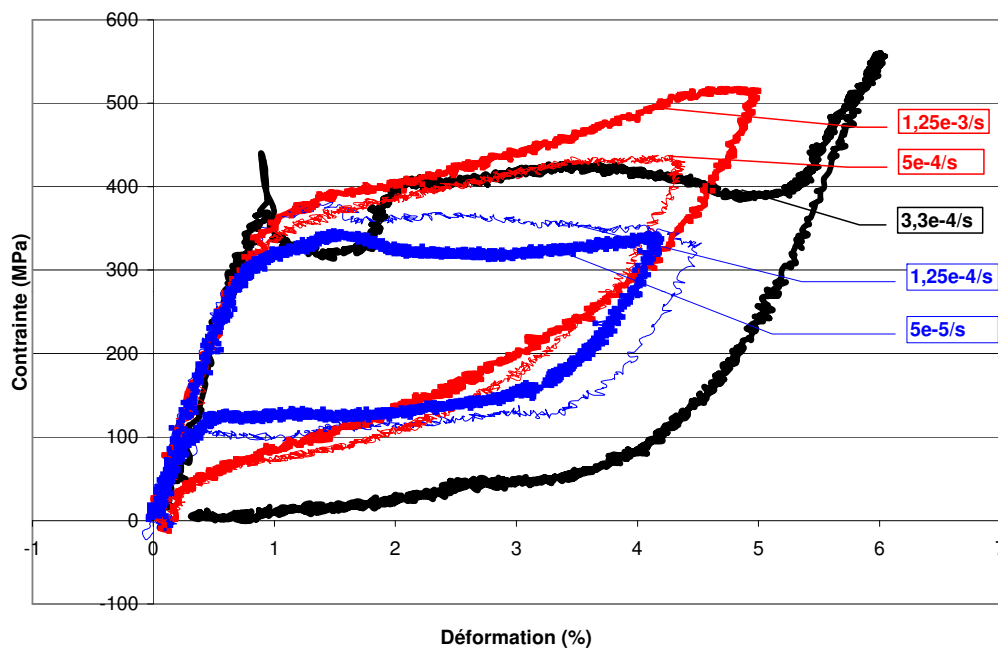


FIGURE 4.14 – Comparaison d'essais de traction pilotés avec différentes vitesses de déformation.

Traction uni-axiale parallèle à la direction de laminage

Les éprouvettes usinées parallèlement à la direction du laminage présentent un rapport longueur utile sur épaisseur de 3. Les phénomènes de localisation sont pratiquement absents des essais. Les courbes de contraintes/déformation figure 4.14 obtenues sont pilotées en déformation et sont les premiers cycles de cinq éprouvettes testées à différentes vitesses.

Le plateau de transformation est plat pour des vitesses de déformation basses ($\dot{\varepsilon} = 5.10^{-5}s^{-1}$ et $\dot{\varepsilon} = 1.25.10^{-4}s^{-1}$). Il apparaît une vitesse seuil de changement de comportement $\dot{\varepsilon} = 3.3.10^{-4}s^{-1}$. A partir de cette vitesse, une pente au niveau du plateau de transformation apparaît et augmente avec l'augmentation de la vitesse de déformation.

Ce phénomène d'écrouissage est aussi rencontré par (Dayananda & Rao, 2008)[84]. Sur des essais de traction simple sur des fils en NiTi superélastiques, les auteurs rapportent un étalement du plateau (en terme de déformation) et la translation du plateau vers des niveaux de contraintes plus élevés au-delà d'une vitesse de déformation identifiée vers $\dot{\varepsilon} = 0,2\%.min^{-1} = 3,3.10^{-3}s^{-1}$. L'apparition d'une pente positive non nulle lors du plateau de transformation peut s'expliquer par le fait que pendant cette phase, il y a coexistence de la martensite en cours de transformation et d'une fraction de martensite déjà déformée élastiquement.

Anisotropie

La figure 4.15 met en évidence l'anisotropie du NiTi étudié pour un essai de traction uni-axiale : l'échantillon a pour longueur soit la direction de laminage de la tôle brute soit la perpendiculaire à cette dernière. Les essais sont pilotés en déformation avec des vitesses similaires. Seuls les premiers cycles sont tracés. L'influence de l'orientation de la charge par rapport à la direction de laminage est globalement respectée (Daly et al., 2007)[42]. L'éprouvette dont l'axe de traction est perpendiculaire à la direction du laminage, notée DL sur la figure 4.15, présente une contrainte de déformation plus élevée que l'autre éprouvette. En revanche, il est difficile de trancher clairement sur la longueur du plateau de transformation. Classiquement (Daly et al., 2007)[42], le plateau de transformation en termes de déformation devrait être plus restreint pour une éprouvette d'orientation perpendiculaire à la direction de laminage. Ce n'est pas forcément le cas ici, cela indique une faible anisotropie du matériau d'étude.

4.2.2.4 Bilan des essais de traction

A l'issue de ces essais de traction, les paramètres classiques sont identifiés sur les courbes de contrainte/déformation (voir figure 4.16). Le modèle analytique de prédiction des zones de début de transformation à la rupture nécessite de connaître la contrainte de début de transformation (du premier cycle).

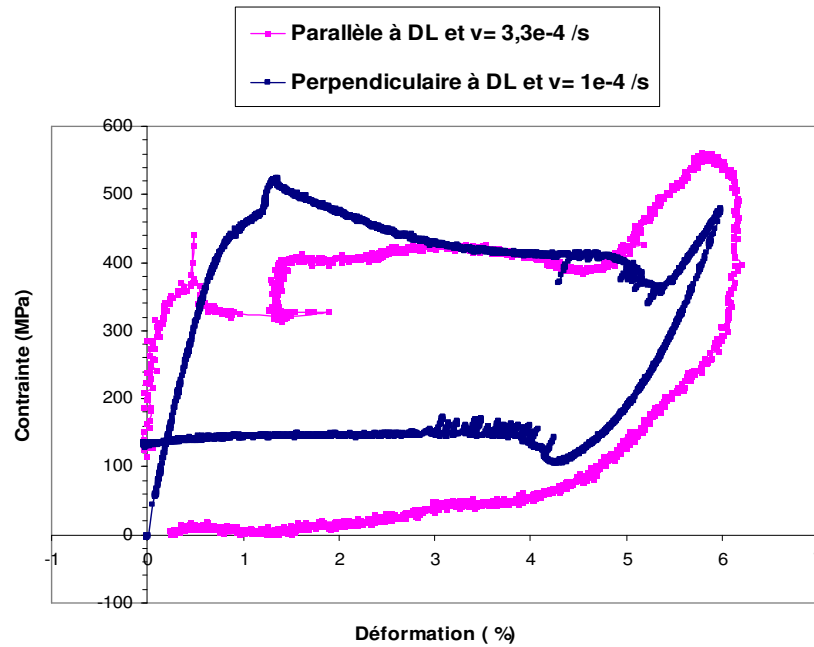


FIGURE 4.15 – Essais de traction uni-axiaux d'orientation différente : influence de la direction de laminage.

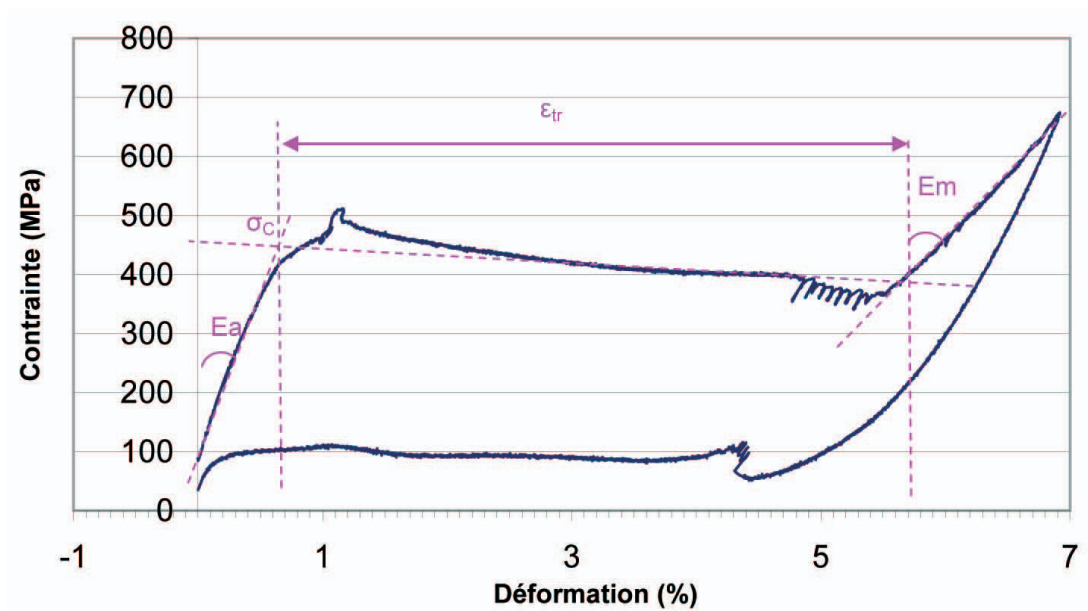


FIGURE 4.16 – Identification des paramètres sur une courbe de traction.

Les éprouvettes de rupture sont usinées perpendiculairement à la direction de laminage. Le tableau 4.1 rassemble les paramètres identifiées pour les éprouvettes d'orientation perpendiculaire à la direction du laminage :

Module d'élasticité de l'austénite	E_A	60 GPa
Module d'élasticité de la martensite	E_M	20 GPa
Contrainte de début de transformation	σ_C	460 MPa
Plateau de transformation	$\varepsilon_{transformation}$	[0,7% - 5,5%]

TABLE 4.1 – Paramètres matériaux identifiés sur les essais de traction.

4.3 Mise en œuvre expérimentale du mode I

L'objectif est la caractérisation thermomécanique du comportement de l'alliage lors d'essais de rupture en mode I. En particulier, il s'agit de comparer des surfaces de transformation de phase théoriques avec des surfaces expérimentales caractérisées par la mesure du champ de déformation obtenu par technique de corrélation d'images, notée DIC pour 'Digital Images Correlation'. Le champ de température est aussi mesuré par thermographie infrarouge, noté IR, avec un point de vue qualitatif plutôt que quantitatif.

4.3.1 Dispositif et procédure expérimentaux

Les essais de rupture de mode I ont été réalisés au Département de Mécanique Appliquée de Besançon et certains au laboratoire SYMME rattaché à Polytech'Savoie. Les mesures des champs cinématiques permettent d'une part de suivre l'essai destructif sans dommages pour les moyens de mesure, et d'autre part de caractériser le champ de déformation sur une surface de l'éprouvette. L'objectif vise à mettre en évidence expérimentalement la zone de transformation de phase qui a lieu au voisinage de la pointe de fissure à la surface de l'éprouvette. Certains de ces essais ont été couplés à une mesure de champs de température. Les observations sont réalisées à l'aide d'une caméra IR sur une face de l'éprouvette et à l'aide d'une caméra CCD sur l'autre face.

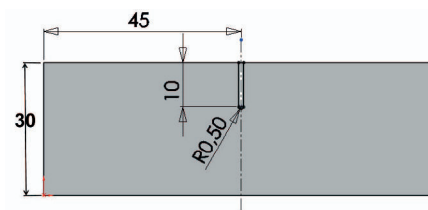


FIGURE 4.17 – Dimensions en mm des éprouvettes de rupture, ici avec un rayon en pointe de fissure de 0.5 mm.

4.3.1.1 Eprouvettes et préparation

Ne disposant pas d'une norme pour le cas de l'étude en contraintes planes, en effet la norme est disponible uniquement pour des éprouvettes de type Compact Tension (CT) dans le cas des déformations planes, la géométrie des éprouvettes de rupture, illustrée sur la figure 4.17, a été choisie pour convenir aux hypothèses du calcul des facteurs d'intensité de contraintes issus du Handbook de (Murakami, 1987)[13].

Le Handbook donne, pour une plaque sous une contrainte de traction σ_0 présentant une fissure comme illustrée sur la figure 4.18 et vérifiant $\frac{a}{W} \leq 0,6$, le facteur d'intensité de contraintes K_I suivant :

$$K_I = g\left(\frac{a}{W}\right) \sigma_0 \sqrt{\pi a_{eff}} \quad (4.2)$$

Avec a_{eff} la longueur effective de la fissure à l'instant du chargement σ_0 appliqué, et la fonction $g\left(\frac{a}{W}\right)$ s'écrivant de la façon suivante :

$$g\left(\frac{a}{W}\right) = 1,122 - 0,231\left(\frac{a}{W}\right) + \left(\frac{a}{W}\right)^2 - 21,72\left(\frac{a}{W}\right)^3 + 30,39\left(\frac{a}{W}\right)^4 \quad (4.3)$$

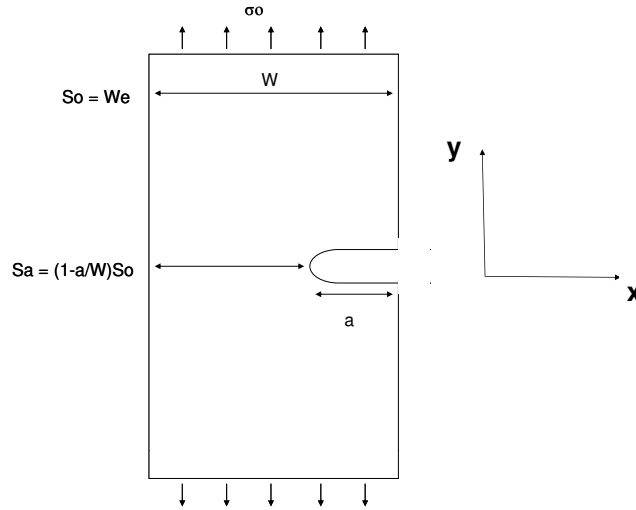


FIGURE 4.18 – Schéma théorique d'après le Handbook de (Murakami, 1987)[13] des essais en mode I.

Concernant la longueur effective de la fissure, la fréquence de la caméra CDD ne permet pas de suivre la propagation de la fissure se produisant très soudainement juste avant la rupture. (Daly et al., 2007)[42] a montré que la valeur de K_C , c'est-à-dire K_I à la rupture, ne variait pas en fonction du ratio $\frac{a}{W}$ à une température fixée (ambiante). L'hypothèse

de prendre la longueur effective de la fissure égale à sa longueur initiale est donc vraisemblable. Ainsi, K_I devient linéaire en σ_0 .

L'usinage par électroérosion à fil permet de réaliser un rayon minimal en pointe de fissure de 0.25 mm. Différents rayons en pointe de fissure sont testés. La direction principale de l'éprouvette est orientée de 90° par rapport à celle du laminage. Pour la corrélation d'images, une des faces de l'échantillon est préalablement recouverte d'une couche de peinture noire, puis enduite d'un mouchetis (plus ou moins fin) de peinture blanche. Pour la thermographie infrarouge, la seconde face de l'éprouvette est recouverte de peinture noire afin d'obtenir une émissivité la plus grande possible.

4.3.1.2 Instrumentation au DMA (Besançon)

Les essais de rupture sont réalisés sur une même machine de traction hydraulique INSTRON de capacité de 100 kN. L'éprouvette est maintenue par des mors auto-serrants sur une longueur de 15 mm à chaque extrémité. Deux caméras (IR et CCD) placées de part et d'autre de l'échantillon permettent la mesure des champs de température et cinématiques (voir les figures 4.19 et 4.20).

L'instrumentation des essais fait intervenir trois systèmes d'acquisition comme l'illustre la figure 4.19. Le PC 1 contrôle la machine de traction et enregistre les données qui y sont liées (déplacement du vérin et effort appliqué). L'acquisition commence au temps $t_{0_{MEC}}$ et à la fréquence $f_{MEC} > 1Hz$. Le PC 2 contrôle la caméra CCD et enregistre les matrices de niveaux de gris à une fréquence de $1Hz$ dont l'acquisition commence à $t_{0_{CDD}} < t_{0_{MEC}}$. Ces images sont par la suite traitées par un logiciel de corrélation 7D pour estimer les champs de déplacement et déformation. Le PC 3 contrôle la caméra IR et enregistre un film d'images de champs de température à une fréquence fixée à 2 Hz.

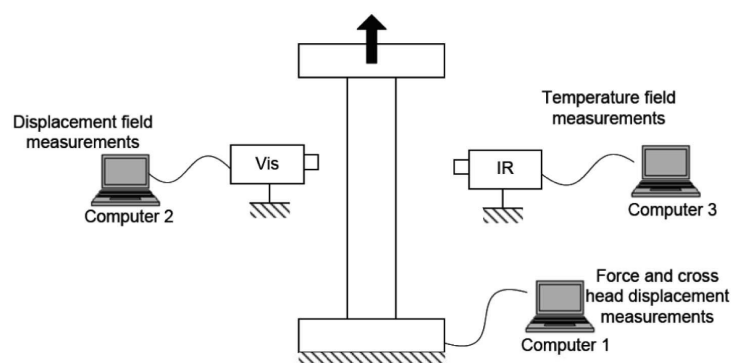


FIGURE 4.19 – Schéma de principe de l'acquisition.

Des essais de synchronisation temporelle automatique ont été testés au moyen d'un signal TTL généré soit par la machine de traction, soit par un générateur de fonctions indépen-

dant de cette dernière. Ces essais n'ont pas été concluants, la synchronisation temporelle des mesures est faite 'manuellement' dans les fichiers de résultats afin d'identifier pour chaque image du visible la charge appliquée.

L'éclairage

Pour obtenir le maximum de contraste, l'éclairage de la face utile à la corrélation d'images doit être important et homogène en évitant toutes réflexions. Un anneau à LED est porté de biais au plus près du mors. Pour limiter les variations de luminosité journalière, toutes les sources de lumière extérieures sont éteintes ou occultées. La configuration expérimentale (caméra CCD + lentille additionnelle + machine) ne permet pas de régler l'incidence de la source lumineuse normale à la surface de l'éprouvette, ce qui est parfois à l'origine des zones floues. Les précautions concernant la mesure réalisée avec la caméra IR visent avant tout à limiter toutes sources thermiques intempestives durant l'essai : mouvements de convection (courants d'air, proximité de la climatisation...) et sources de chaleur dues aux appareils électriques (éclairage, extraction d'air...). C'est la raison pour laquelle une source lumineuse froide est nécessaire pour l'enregistrement des images du visible.

4.3.1.3 Instrumentation au laboratoire SYMME (Annecy)

Le principe est le même. La machine de traction est aussi une INSTRON dotée d'une cellule de force de 50 kN. L'éprouvette est maintenue par des mors auto-serrants sur une longueur de 20 mm à chaque extrémité. Une caméra CCD et une caméra IR sont placées de part et d'autre de l'éprouvette (figure 4.20). La synchronisation temporelle des fichiers d'acquisition est là-aussi manuelle.

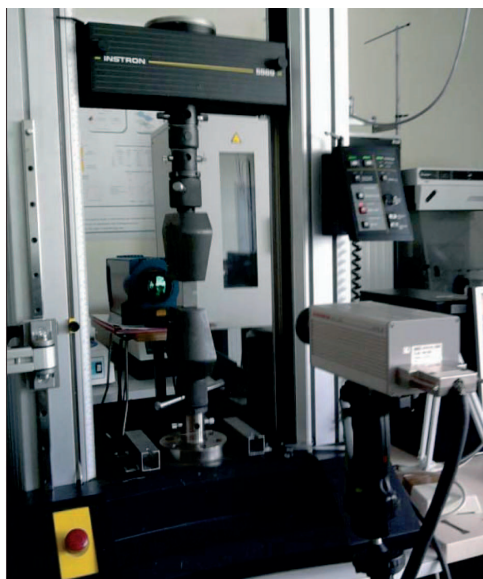


FIGURE 4.20 – Dispositif expérimental (Annecy).

4.3.1.4 Procédure expérimentale

Les essais de rupture en mode I sont pilotés en déplacement à la vitesse de $5.10^{-3} \text{ mm.s}^{-1}$ ou $2.10^{-2} \text{ mm.s}^{-1}$. Le tableau 4.2 résume les différentes configurations testées : vitesses de déplacement imposées et rayons de fissure testés. La température ambiante mesurée est comprise entre $[24^{\circ}\text{C} ; 28^{\circ}\text{C}]$ (climatisation à l'arrêt) en fonction des essais. Les éprouvettes sont austénitiques à l'ambiante ($A_f^0 = 11^{\circ}\text{C}$).

Rayon en pointe de fissure (mm)	0,25	0,5	1	1,5
Vitesse de déplacement imposée ($mm.s^{-1}$)	2.10^{-2}	$2.10^{-2} - 5.10^{-3}$	$2.10^{-2} - 5.10^{-3}$	2.10^{-2}

TABLE 4.2 – Tableau résumant les essais en fonction des paramètres testés.

4.4 Résultats et discussions

Les essais de rupture sont donc suivis par deux caméras qui permettent d'avoir la cartographie du champ de température et du champ de déformation à l'aide d'un calcul par corrélation d'images. Dans un premier temps, les résultats purement mécaniques sont examinés : ténacité, champs et localisation de déformation, effet du rayon de fissure. Il sera aussi question de confronter ces résultats expérimentaux avec les prédictions des surfaces de transformation issues du modèle analytique précédemment développé au chapitre 3. Les faciès de rupture sont aussi examinés. Enfin, les résultats des champs de température enregistrés au cours du processus de rupture seront présentés. Les observations réalisées par DIC et thermographie IR permettent clairement de mettre en évidence une localisation en déformation au voisinage de la pointe de fissure en forme de 'boomerang'. Les valeurs des facteurs critiques d'intensité de contraintes c'est-à-dire à la rupture sont déterminées pour chaque rayon de fissure testé voir tableau 4.3.

Rayon en pointe de fissure (mm)	0,25	0,5	1	1,5
Force à la rupture (kN)	17,22	19,36	20,56	21,88
Facteur critique d'intensité de contraintes K_C ($MPa\sqrt{m}$)	98,1	113,7	125,8	138

TABLE 4.3 – Evolution de la charge à la rupture à vitesse constante (essais à $2.10^{-2} \text{ mm.s}^{-1}$).

Facteur critique d'intensité de contraintes et ténacité

La charge à la rupture augmente presque linéairement avec le rayon de fissure (voir figure 4.21). L'augmentation du rayon de fissure retarde la propagation de la fissure en augmentant la ténacité de l'éprouvette.

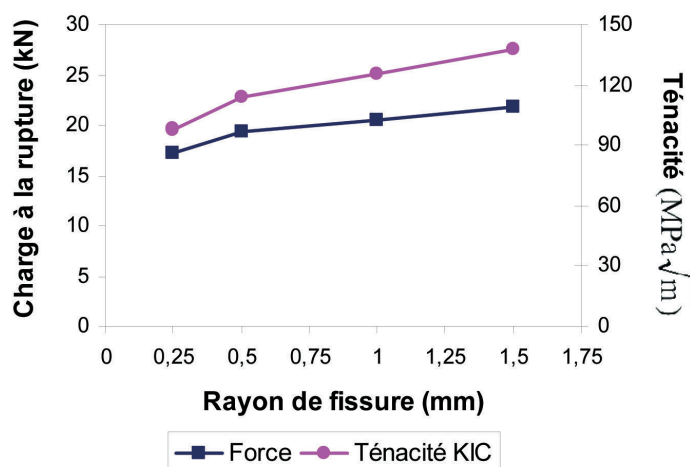


FIGURE 4.21 – Evolution de la charge à la rupture en fonction du rayon de fissure (essais réalisés à 0.02 mm.s^{-1}).

4.4.1 Evolution du champ de déformation

Pendant toute la durée de l'essai de rupture, la caméra CCD acquiert des images : un instantané du mouchetis. Le logiciel de corrélation d'images '7D' développé au laboratoire SYMME par P.Vacher permet d'obtenir une cartographie du champ de déplacement et de déformation. L'observation du champ de déplacement local dans la zone d'étude donne un déplacement horizontal non nul : un léger glissement de l'éprouvette suivant la direction x imputable à un dépassement d'environ 5 mm de l'éprouvette par rapport au mors.

Résultats de l'essai avec un rayon de fissure ρ de 1 mm

L'image, matrice de 1024 pixels par 1280 pixels (figure 4.1), représente un rectangle de l'éprouvette d'environ 62.5 mm de large sur 78 mm de long. La résolution des images est donc de 1 pixel pour environ 0,06 mm. Qualitativement, en cours d'essai, un phénomène de concentration en déformation, localisé en pointe de fissure est visible pour chaque essai. La déformation longitudinale e_{yy} , qui est la déformation suivant la direction de chargement, a été choisie comme premier indicateur du niveau de transformation martensitique. Les valeurs seuils (voir tableau 4.4), qui permettent d'identifier le début de transformation, sont déterminées par les limites du plateau de transformation de phase obtenues avec les essais de traction uniaxiale.

Contrainte de début de transformation	σ_C	460 MPa
Plateau de transformation	$\epsilon_{transformation}$	[0.7% – 5.5%]

TABLE 4.4 – Paramètres matériaux identifiés sur les essais de traction.

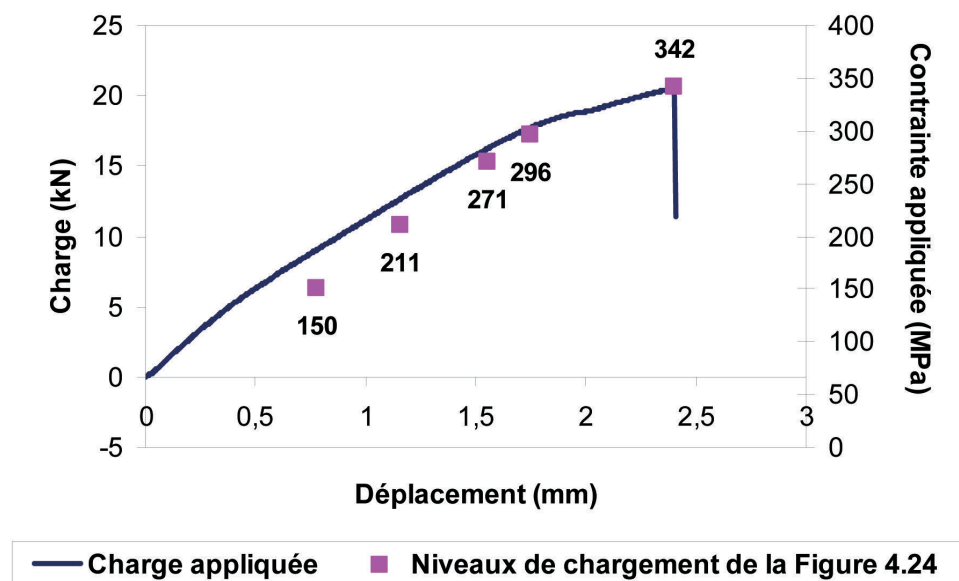


FIGURE 4.22 – Evolution de la charge appliquée en fonction du déplacement pour $\rho = 1$ mm.

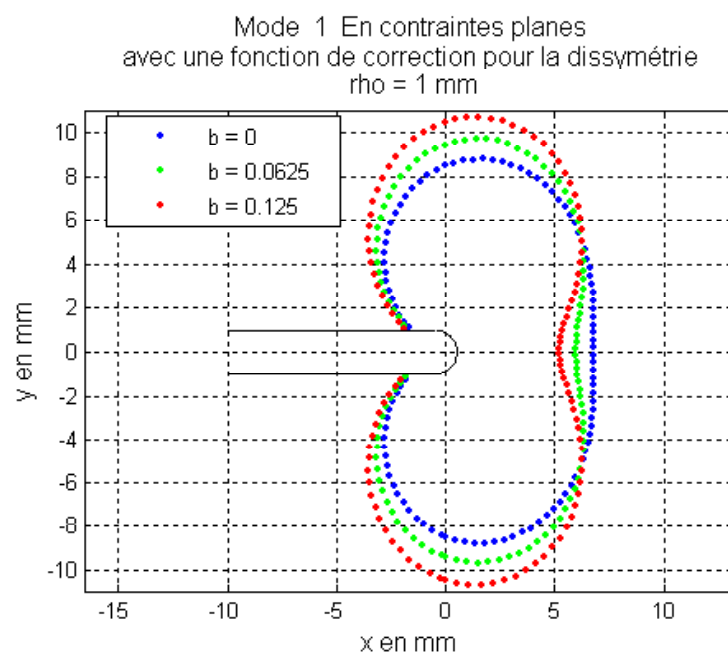


FIGURE 4.23 – Modélisation analytique de la surface de transformation avec ou sans paramètre de dissymétrie.

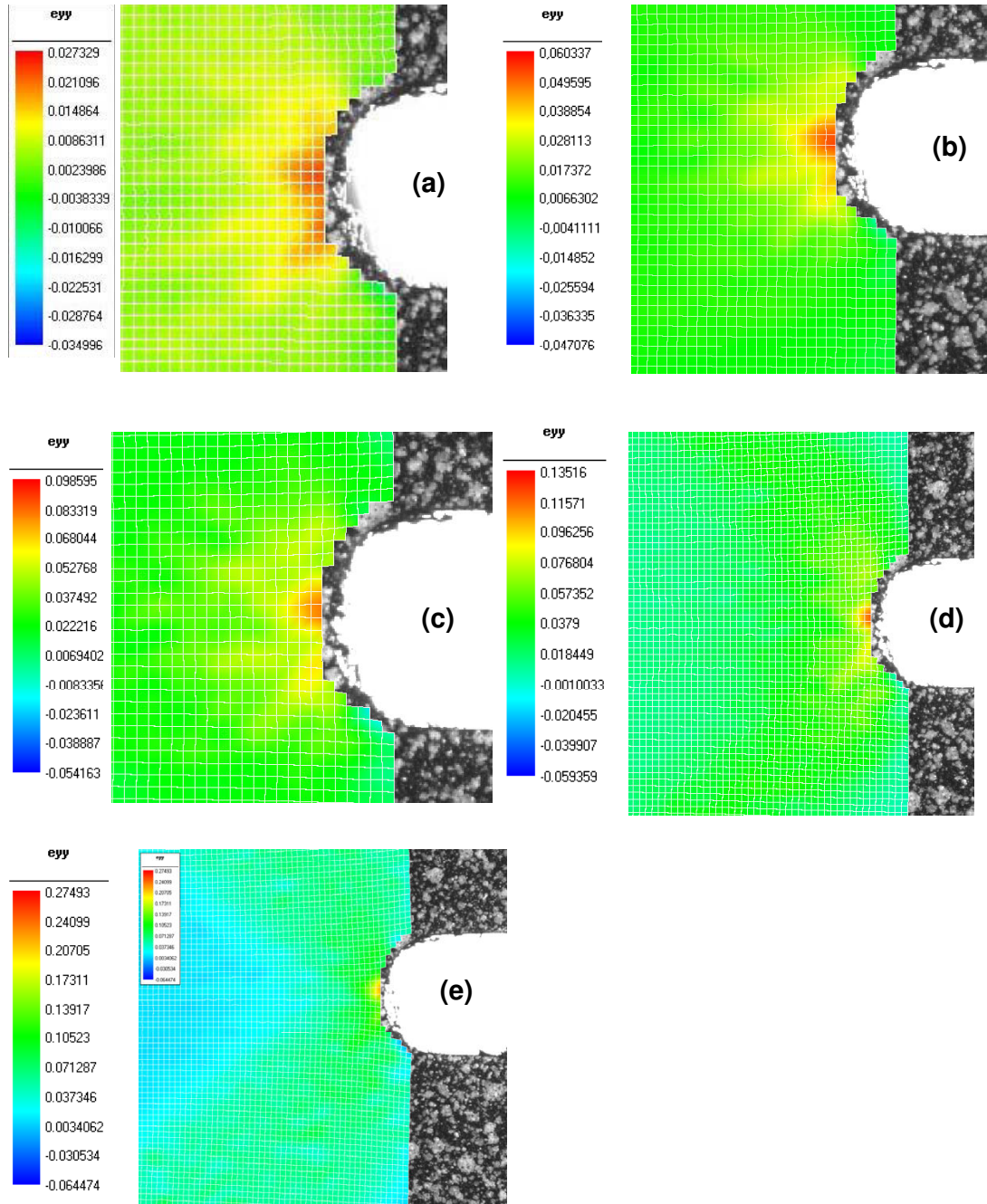


FIGURE 4.24 – (a) Champ de déformation e_{yy} pour $\sigma = 150$ MPa. (b) Champ de déformation e_{yy} pour $\sigma = 211$ MPa. (c) Champ de déformation e_{yy} pour $\sigma = 271$ MPa. (d) Champ de déformation e_{yy} pour $\sigma = 296$ MPa. (e) Champ de déformation e_{yy} pour $\sigma = 342$ MPa. Les images représentent des vignettes d'environ 3 mm de côté (Rappel 1 pixel mesure environ 0.06 mm).

L'évolution de la charge en fonction de la consigne est montrée sur la figure 4.22. Quel que soit le rayon de fissure testé, la rupture est relativement soudaine. La fréquence d'acquisition à 1 Hz ne permet pas d'observer la propagation brutale de la fissure. Les images illustrées sur la figure 4.24 montrent l'évolution du champ de déformation au voisinage de la pointe de fissure à cinq stades de chargement.

Observations qualitatives :

L'augmentation locale de la déformation longitudinale e_{yy} au cours du chargement confirme le phénomène de localisation en pointe de fissure qui est très confiné. Cette concentration de déformation se développe en deux lobes pratiquement symétriques de part et d'autre de la fissure et orientés d'environ 55° par rapport à la fissure horizontale (voir figure 4.24(d)). Il faut noter que la forme des lobes témoigne de l'importance de la prise en compte du paramètre de dissymétrie b . Comme le rappelle la figure 4.23, en contraintes planes, pour un rayon de fissure fixé, le paramètre de dissymétrie b génère un repli de la pseudo-cardioïde au niveau de l'axe x , direction de propagation de la fissure.

Pour $\sigma = 211$ MPa (Figure 4.24(b)), au voisinage de la pointe de fissure, la déformation e_{yy} atteint 6 %, soit l'état théorique complètement martensitique. Il est difficile de mesurer la zone de début de transformation pour des chargements inférieurs en raison de la faible résolution. Au cours du chargement, l'aire de la zone de transformation et de la zone de saturation se développe par l'extension de deux lobes parallèles à la pointe de fissure. La taille des lobes augmente progressivement avec le chargement et leur forme est conservée, ce qui va dans le sens des observations de (Vasko et al., 2002)[36] et (Daly et al., 2007)[42].

Pour estimer la taille des zones de transformation au cours du chargement, il est nécessaire de détecter la frontière délimitant la zone de début de transformation identifiée en traction pour $e_{yy} \geq 0.7\%$.

4.4.2 Influence du rayon de fissure sur la zone de transformation

Pour étudier l'influence du rayon de fissure sur la zone de transformation, une comparaison des champs de déformation pour un rayon de fissure de 0.25 mm et un rayon de fissure de 1 mm est faite au cours du chargement. Il s'agit de filtrer les déformations au-dessus de la valeur seuil de début de transformation tel que $e_{yy} \geq 0.7\%$. Les images obtenues révèlent bien la forme de deux lobes symétriques par rapport à l'axe de la fissure. Pour améliorer la compréhension, les champs de déformations sont donnés pour chaque rayon de fissure à cinq chargements identiques sur les figures 4.25, 4.26, 4.27, 4.28 et 4.29. Il apparaît clairement que le rayon de fissure influe sur le champ de déformation au voisinage immédiat de la pointe de fissure.

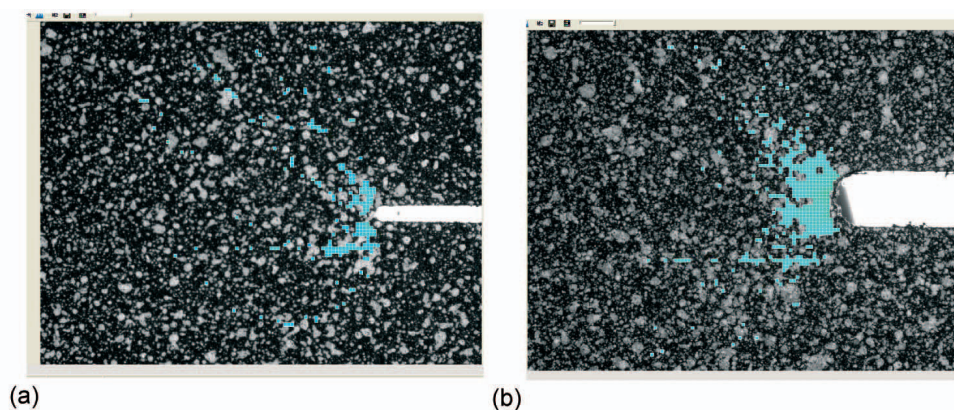


FIGURE 4.25 – Zone de transformation expérimentale à $\sigma = 189\text{ MPa}$ pour un rayon de 0.25 mm (gauche) et un rayon de 1 mm (droite).

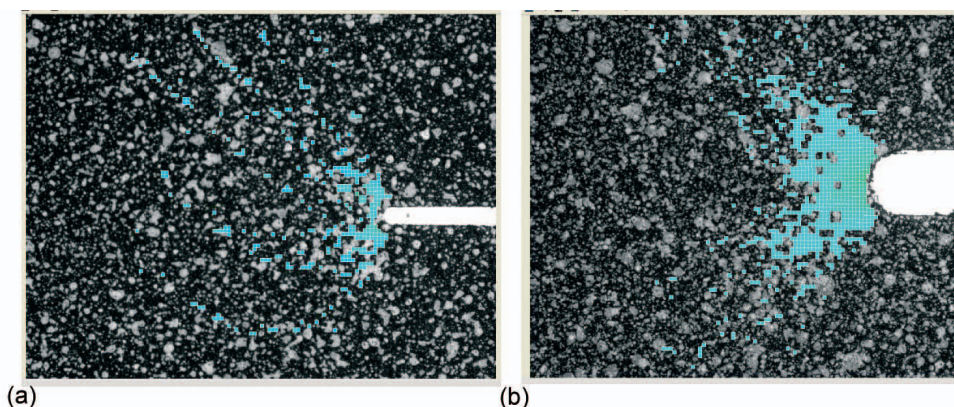


FIGURE 4.26 – Zone de transformation expérimentale à $\sigma = 214\text{ MPa}$ pour un rayon de 0.25 mm (gauche) et un rayon de 1 mm (droite).

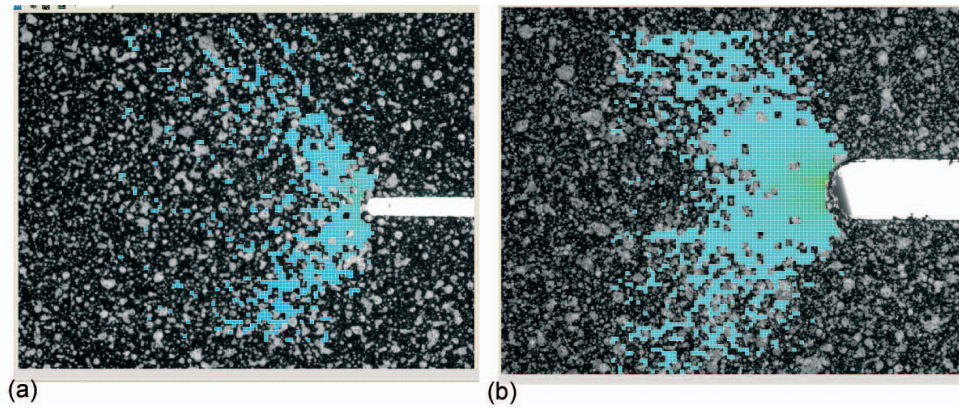


FIGURE 4.27 – Zone de transformation expérimentale à $\sigma = 252 \text{ MPa}$ pour un rayon de 0.25 mm (gauche) et un rayon de 1 mm (droite).

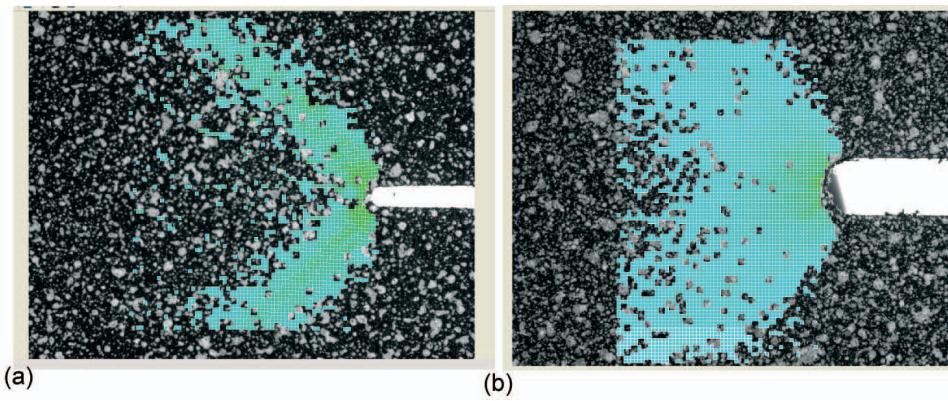


FIGURE 4.28 – Zone de transformation expérimentale à $\sigma = 285 \text{ MPa}$ pour un rayon de 0.25 mm (gauche) juste avant la rupture, et un rayon de 1 mm (droite).

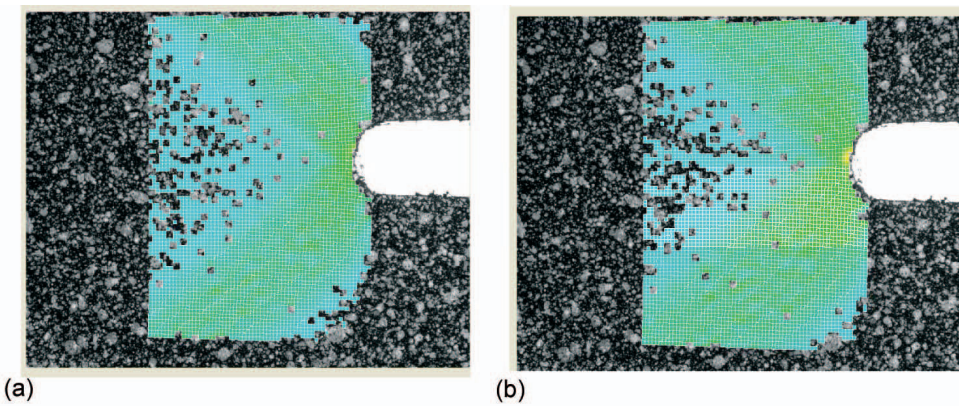


FIGURE 4.29 – Zone de transformation expérimentale pour un rayon de 1 mm pour $\sigma = 327 \text{ MPa}$ (gauche) et à la rupture à $\sigma = 342 \text{ MPa}$ (droite).

Premières observations expérimentales :

Pour un rayon de fissure fixé, la zone de transformation croît avec le chargement appliqué sous la forme typique de deux lobes symétriques. A contrainte fixée, la zone de transformation est plus petite chez l'éprouvette qui a le rayon de fissure le plus faible. Cette remarque est aussi observée pour les essais avec d'autres rayons de fissure : $\rho = 0.5$ mm, $\rho = 1.5$ mm. Donc la contrainte nécessaire pour transformer la même quantité de martensite est plus faible pour des rayons fissure plus grands. Cela signifie que l'augmentation du rayon de fissure permet de redistribuer les contraintes sur une zone plus grande, par le biais de la transformation de phase. Un modèle éléments finis réalisé par (Wang et al., 2006)[57] montre la distribution de la fraction de martensite en pointe de fissure pour différentes géométries d'entaille. Il en ressort que plus l'acuité d'une fissure est grande, plus la taille de la zone du 'processus de rupture' est grande. Cette remarque confirme les observations expérimentales et le fait que l'augmentation du rayon de fissure permet d'augmenter la résistance à la rupture de l'éprouvette.

Comparaison au modèle analytique

Les dimensions des zones de transformation au cours du chargement sont relevées sur chaque image de corrélation illustrée sur les figures 4.25, 4.26, 4.27, 4.28 et 4.29. La hauteur H de la zone de transformation et la largeur L qui sont mesurées, sont définies par le schéma de la figure 4.30. L'incertitude de la mesure est liée au choix de l'utilisateur sur la frontière effective de la zone de transformation qui n'a pas systématiquement un contour nettement marqué. L'incertitude liée à cette mesure peut être estimée entre 5 pixels et 20 pixels soit entre 0.3 mm et 1.2 mm.

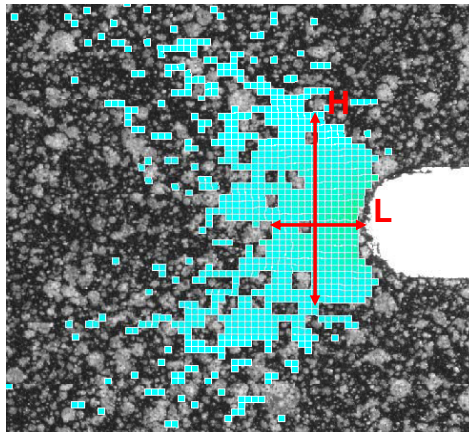


FIGURE 4.30 – Représentation des dimensions de la zone de transformation : H pour hauteur et L pour largeur.

Le phénomène de transformation de phase n'est pas bien détectable au début du chargement. La difficulté de la mesure réside dans le suivi d'un phénomène très local au début du chargement et qui s'étend significativement jusqu'à la rupture. La précision de la mesure

est donc très liée au compromis zoom/finesse du mouchetis. Ainsi, le déploiement des lobes juste avant la rupture n'est pas bien détectable car situés en dehors de l'image enregistrée.

Le calcul analytique des zones de transformation est réalisé avec les chargements expérimentaux appliqués. Les mêmes dimensions hauteur H et largeur L sont relevées sur les figures 4.31, 4.32, 4.33, 4.34, 4.35 et 4.36.

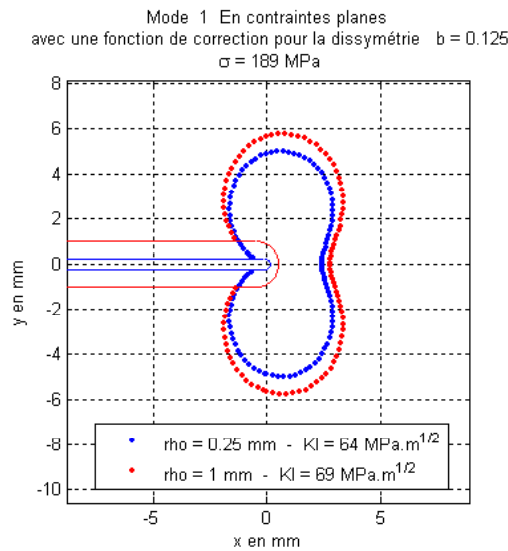


FIGURE 4.31 – Prédiction analytique à $\sigma = 189 \text{ MPa}$.

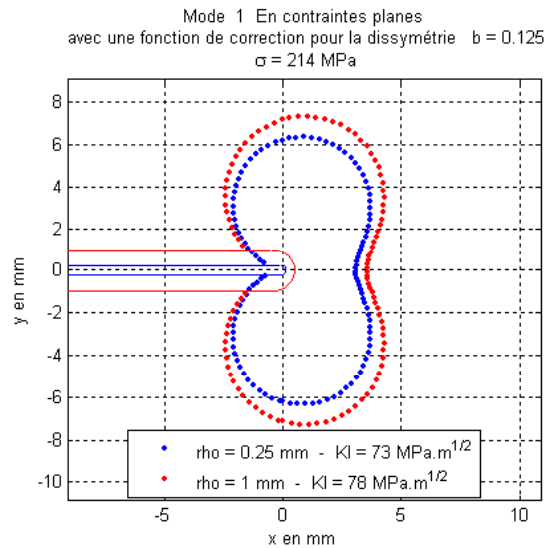
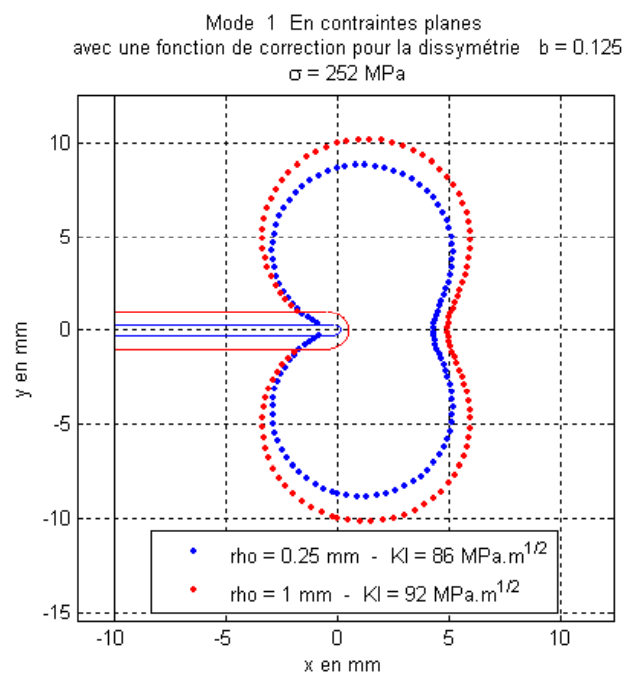
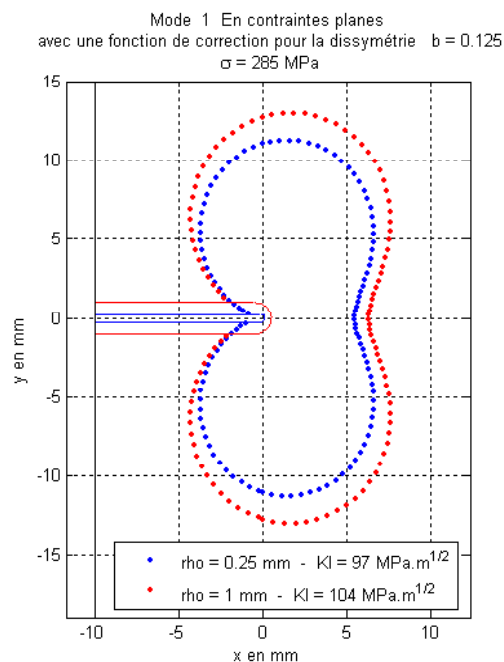
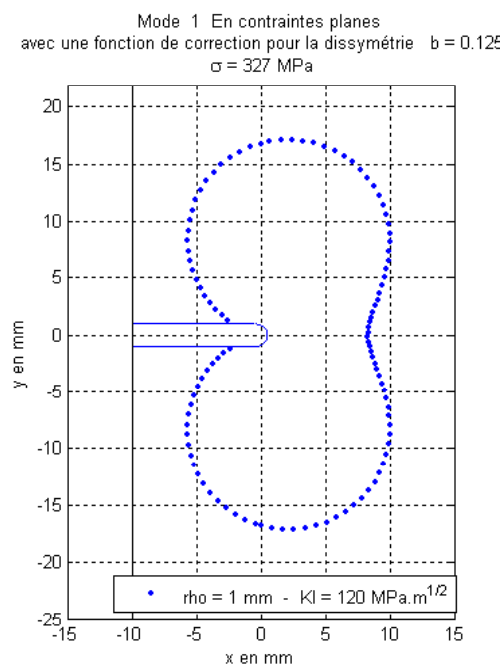
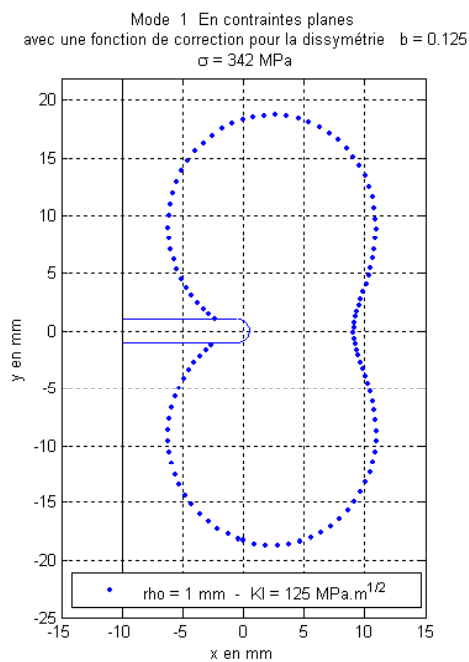


FIGURE 4.32 – Prédiction analytique à $\sigma = 214 \text{ MPa}$.

FIGURE 4.33 – Prédiction analytique à $\sigma = 252 \text{ MPa}$.FIGURE 4.34 – Prédiction analytique à $\sigma = 285 \text{ MPa}$.

FIGURE 4.35 – Prédiction analytique à $\sigma = 327 \text{ MPa}$.FIGURE 4.36 – Prédiction analytique à $\sigma = 342 \text{ MPa}$.

L'évolution de la hauteur et de la largeur des zones de transformation au cours du chargement à la fois expérimentales et théoriques sont tracées figure 4.37 et 4.38.

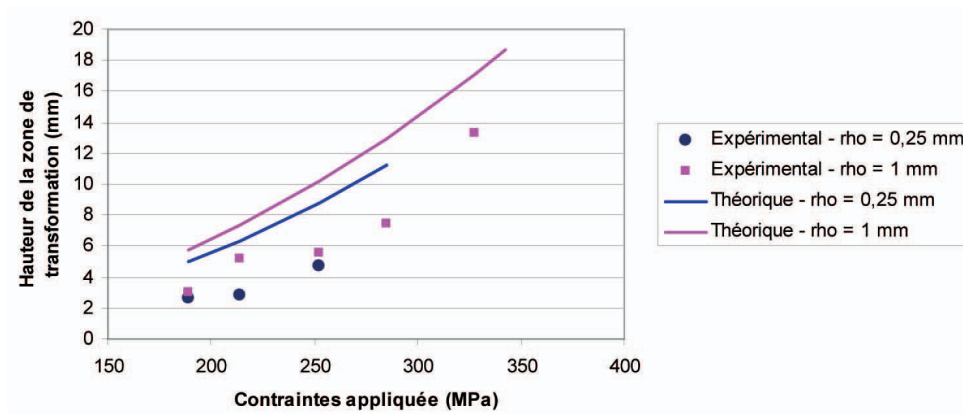


FIGURE 4.37 – Evolution de la hauteur de la zone transformation : comparaison des résultats expérimentaux et théoriques.

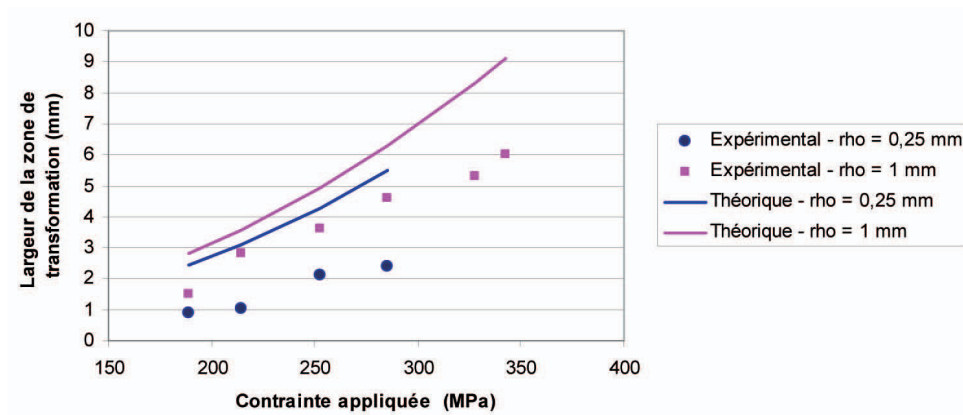


FIGURE 4.38 – Evolution de la largeur de la zone transformation : comparaison des résultats expérimentaux et théoriques.

Quelle que soit la dimension en largeur ou en hauteur observée, plusieurs remarques sont à noter :

- Comme il a été mentionné précédemment, la taille de la zone de transformation augmente avec l'augmentation du rayon de fissure,
- pour un rayon de fissure donné, le modèle analytique prévoit une taille plus élevée que la taille estimée expérimentalement,
- la tendance du modèle analytique est relativement bonne.

Un pourcentage d'erreur est calculé représentant l'écart du modèle analytique par rapport aux résultats expérimentaux suivant la formule suivante :

$$\Delta_{err} = 100 \times \sqrt{\frac{(R_{theorique} - R_{experimental})^2}{(R_{experimental})^2}} \quad (4.4)$$

Le pourcentage d'erreur est tracé figure 4.39 pour les dimensions hauteur/longueur pour chaque rayon de fissure.

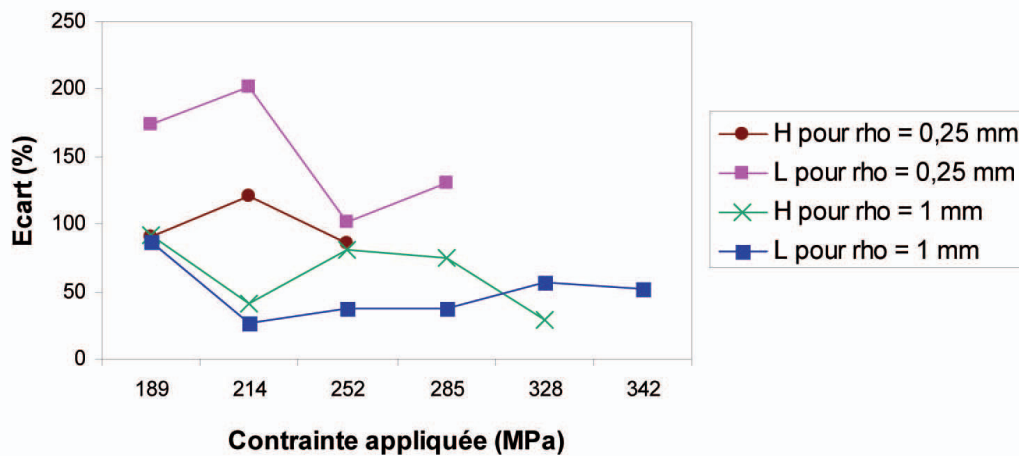


FIGURE 4.39 – Evolution de l'écart de la prédiction théorique par rapport à l'expérimental.

Discussion sur les écarts observés

A première vue, le modèle donne des prédictions perfectibles. Les écarts sont plus importants au début du chargement, ce qui peut s'expliquer par la taille relativement réduite du phénomène de localisation qui est difficile à mesurer avec la résolution actuelle. Pour cette même raison, les écarts sont plus faibles pour un essai avec un rayon de fissure plus grand car, à contrainte appliquée identique, la zone de transformation est plus grande qu'avec un petit rayon de fissure.

En dehors des imprécisions de mesures expérimentales, le modèle lui-même peut être sujet à des voies d'améliorations. Il a tendance à surestimer la taille de la zone de transformation. La solution analytique $r(\theta)$ à l'équation de la surface de transformation est dépendante en $\frac{\sigma_0 \rho}{\sigma_C}$, où σ_0 est la contrainte appliquée à l'éprouvette fissurée, σ_C la contrainte de début de transformation identifiée sur un essai de traction à 460 MPa et ρ la valeur du rayon de fissure.

Le modèle analytique est relativement sensible au paramètre σ_C . Un écart de 5% sur la détermination de ce paramètre matériau entraîne une erreur de 10% sur l'estimation de la hauteur H de la zone de transformation.

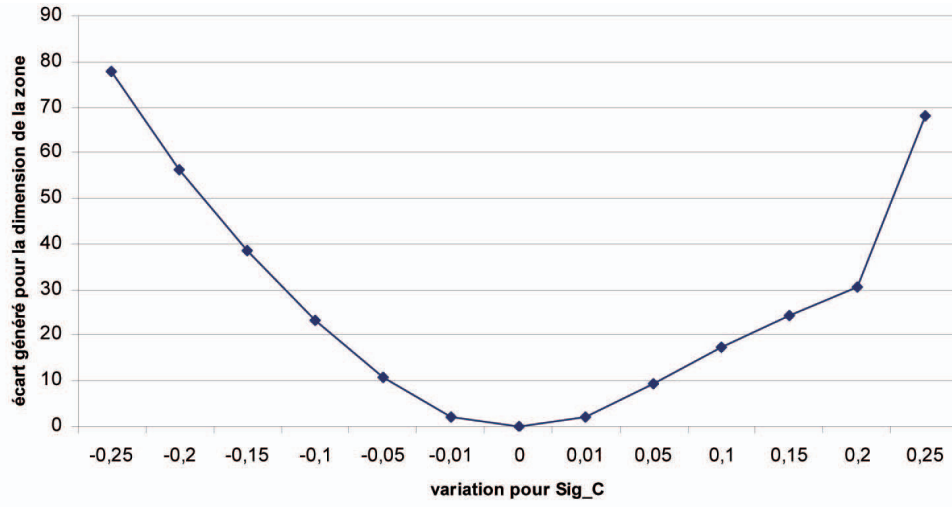


FIGURE 4.40 – Sensibilité du paramètre σ_C sur la hauteur de la zone analytique de transformation.

Plus qu'une augmentation de la valeur du paramètre σ_C pour réduire la taille de la zone analytique, le choix de la valeur de déformation seuil de début de transformation identifiée en traction peut être discuté. Ce paramètre est la valeur initiale du plateau de transformation identifié [0.7%-5.5%]. Plusieurs auteurs ont montré que le début de la transformation martensitique commence avant l'apparition du plateau martensitique comme par exemple (Favier et al., 2007)[82] sur un NiTi sous traction. La déformation de début de transformation identifiée en traction serait donc surestimée, et donc la taille des zones expérimentales de transformation serait sous estimées. Ce qui irait dans le sens d'une réduction des écarts entre le modèle et l'expérimental.

Par ailleurs, le modèle analytique repose sur des hypothèses simplificatrices. Le coefficient d'intensité de contraintes K_I qui sert au modèle a pour formulation :

$$K_I = g\left(\frac{a}{W}\right)\sigma_0\sqrt{\pi a} \quad (4.5)$$

Avec a la longueur de la fissure et $g(\frac{a}{W})$ une fonction géométrique qui détermine la singularité du champs de contraintes. La fonction g utilisée provenant du Handbook (Murakami, 1987)[13] ne dépend pas du rayon de fissure. Vu l'impact important du rayon de fissure expérimental sur les zones mesurées, une expression de K_I plus appropriée permettrait sûrement d'améliorer significativement les prédictions. Enfin, concernant la fonction de correction utilisée pour prendre en compte la dissymétrie de traction/compression de l'AMF, il faut rappeler que par souci de facilité d'intégration dans la formulation du modèle avec un rayon de fissure non nul, nous avons fait le choix d'utiliser la fonction affine f telle que :

$$f(y_\sigma) = 1 + by_\sigma \quad (4.6)$$

avec le paramètre de dissymétrie b tel que $0 \leq b \leq \frac{1}{8}$ et y_σ l'invariant de Lode. Le critère corrigé avec la fonction affine donne alors pour le mode I et le mode II , sans rayon de

fissure, une surface de taille plus grande que celle donnée avec la fonction de Bouvet d'expression :

$$f(y_\sigma) = \cos \left(\frac{1}{3} \arccos(1 - a(1 - y_\sigma)) \right) \quad (4.7)$$

Avec a le paramètre de dissymétrie tel que $0 \leq a \leq 1$.

Plus précisément, le rapport entre la hauteur de la zone de transformation calculée avec la fonction affine, et celle calculée avec la fonction de Bouvet donne 1.26 soit un écart de 26%. Une nouvelle formulation avec cette dernière fonction irait donc en faveur d'une réduction de l'écart entre la prédiction analytique et la mesure expérimentale.

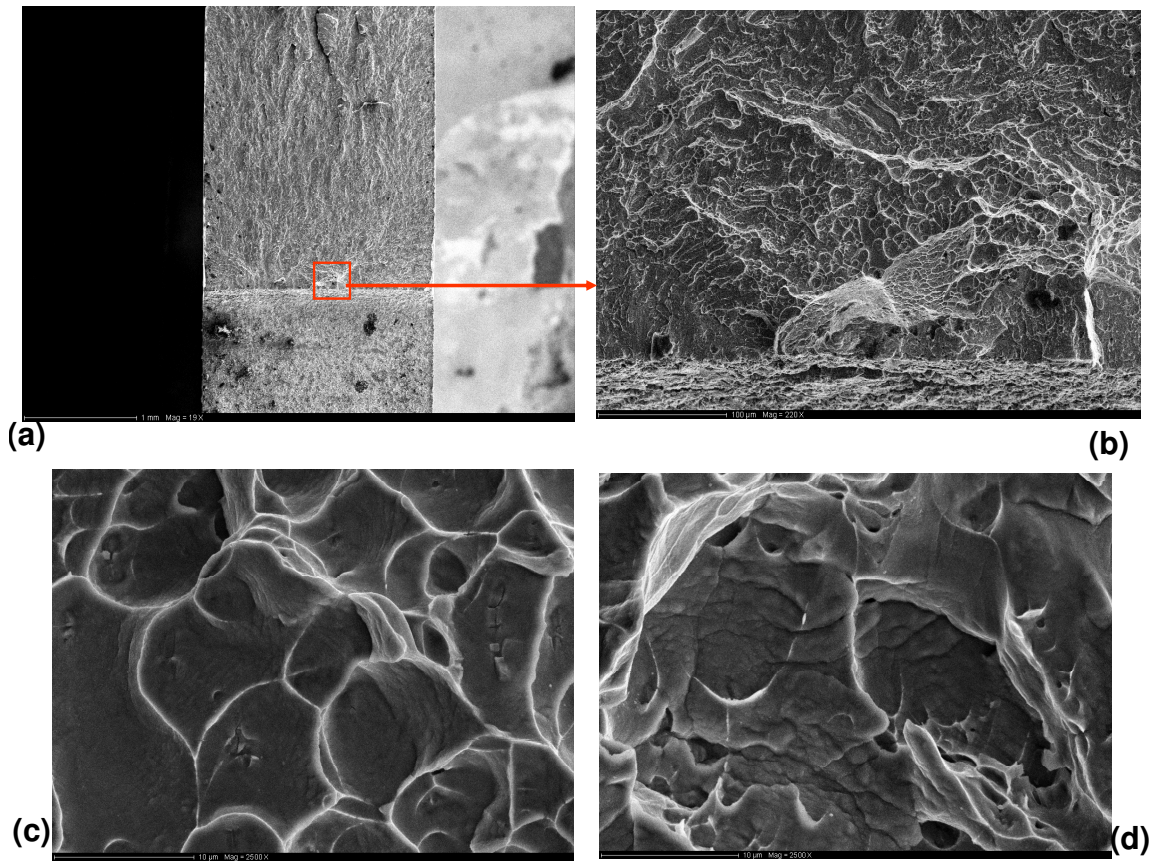


FIGURE 4.41 – Image Faciès de l'éprouvette avec un rayon de fissure de 0.25 mm avec différents grossissements (a) x19, (b) x 220, (c) x 2500 et (d) x 2500.

4.4.3 Faciès de rupture

A l'issue des essais de rupture, les faciès ont été observés à l'aide d'un microscope électronique à balayage sur les éprouvettes qui ont un rayon de fissure de 0.25 mm (figure 4.41) et de 1.5 mm (figure 4.42).

Les faciès présentent un aspect micrographique ductile avec la présence de cupules tout le long du faciès. Les cupules présentent un diamètre moyen de 10 μm quel que soit le rayon de fissure. Cependant, l'éprouvette de rayon de fissure de 0.25 mm présente des cupules plus 'plates' que celles observables sur l'éprouvette de rayon de fissure de 1 mm, qui présente un déchirement ductile avec plus de relief. La figure 4.42(c) montre assez bien le phénomène de coalescence de vides (2 à 3 μm), qui se rejoignent ensuite pour former une plus grande cupule (10 à 15 μm).

Les micrographies sont en accord avec celles de Gall (Gall et al., 2001)[39] sur les polycristaux de NiTi dont la rupture est dominée par nucléation, croissance et coalescence de vides, avec parfois du clivage si la taille des précipités de Ti_3Ni_4 est supérieure à 400 nm. Les observations faites par (Wang et al., 2009)[44] sont du même type : coalescence de vide créés pour des éprouvettes entaillées avec de grands rayons de fissure (1 mm). Ils mettent en évidence des ruptures plus fragiles, avec parfois du glissement, pour des rayons de 0.5 mm, ce qui n'est pas apparent sur nos images.

En conclusion, la rupture d'éprouvettes en Nitinol, fissurées avec des rayons de courbure semi-circulaires présente un faciès de déchirement ductile, qui est d'autant plus notable avec des rayons de fissures importants.

4.4.4 Mesure du champ de température

Les champs thermiques peuvent être exploités comme la signature des phénomènes de localisation. Ce travail ne prétend pas corréler avec une grande précision les champs thermiques et de déformation. Les travaux de thèse de (Bodelot, 2008)[85] sont une référence pour les mécaniciens qui souhaiteraient réaliser un couplage thermomécanique au niveau de la microstructure elle-même. A l'aide d'un dispositif astucieux, les images de thermographie infrarouge et les images du visible pour la corrélation d'images sont prises sur une même face de l'éprouvette avec une synchronisation spatiale et temporelle très soignée. Les résultats obtenus donnent des champs thermiques et cinématiques simultanés et sur une même zone d'étude à l'échelle du grain. Très récemment, (Maynadier, 2012)[70], dans ses travaux de thèse, s'affranchit du recalage spatial et temporel en utilisant une unique caméra infrarouge pour réaliser des mesures de champs à la fois cinématiques et thermiques.

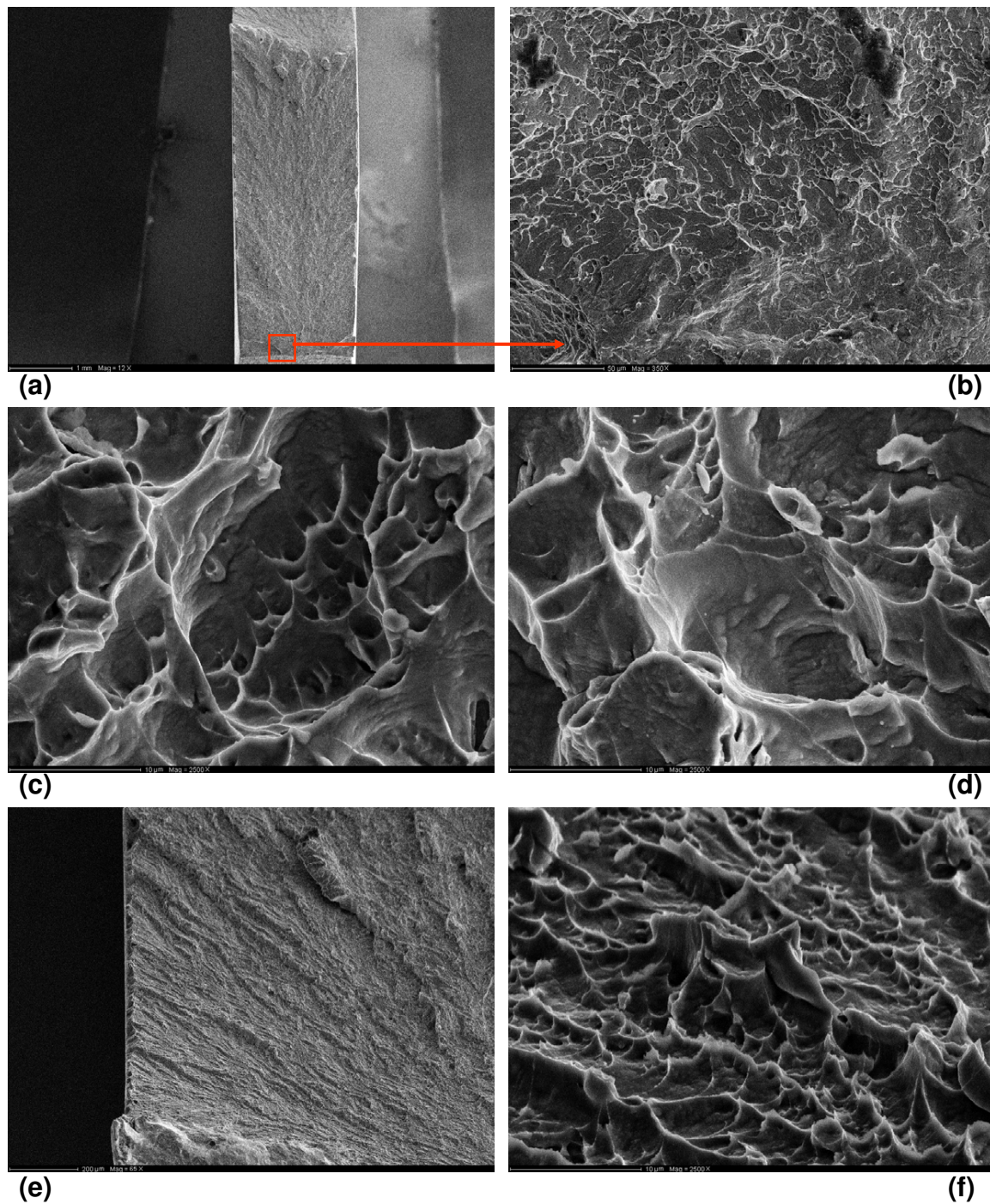


FIGURE 4.42 – Image Faciès de l'éprouvette avec un rayon de fissure de 1 mm avec différents grossissements (a) x12, (b) x 350, (c) x 2500, (d) x 2500, (e) x65 et (f) x2500.

Les cartographies du champ de température sont données sur les mêmes éprouvettes que précédemment avec un rayon de fissure de 0.25 mm sur la figure 4.43 et avec un rayon de fissure de 1 mm sur la figure 4.44. La taille de ces images est de 319 pixels par 219 pixels, ce qui correspond à une image d'environ 26.5 mm de largeur par 20 mm de hauteur. La résolution est environ 1 px pour 85 μm . Les images sont données aux mêmes niveaux de chargement que lors du dépouillement des images de corrélation, ceci afin de faciliter la comparaison des zones de localisation. Ces deux essais présentent un échauffement local de forme identique à ce que l'on a identifié comme les lieux de transformation de phase avec la technique de corrélation d'images (DIC).

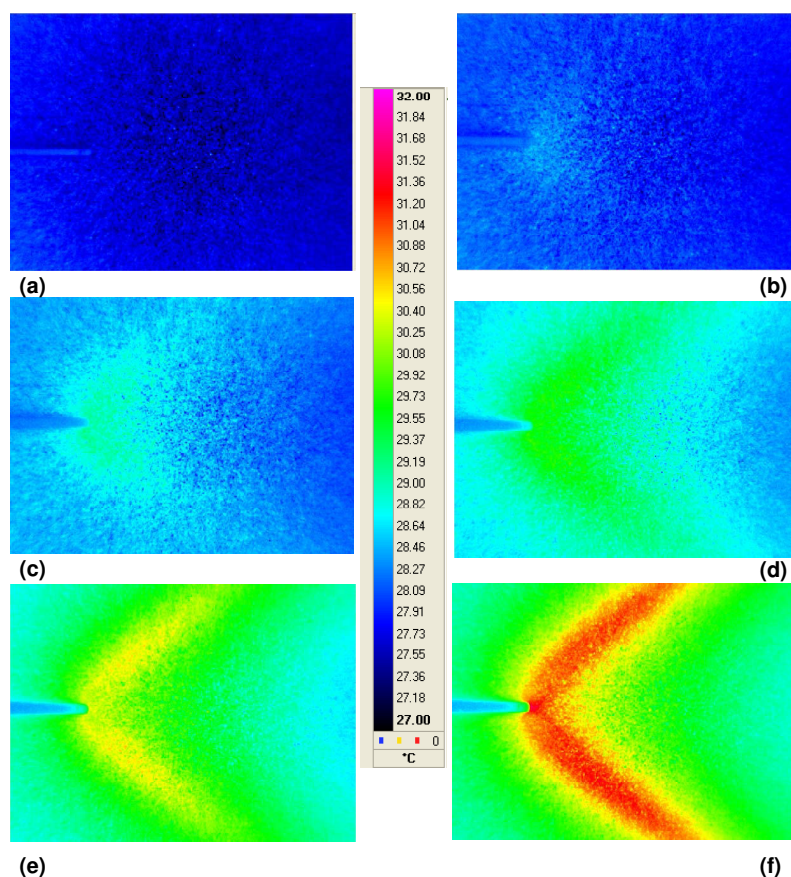


FIGURE 4.43 – Evolution au cours du chargement, du champ de température de l'éprouvette avec un rayon de fissure de 0.25 mm. (a) $\sigma = 0$ MPa. (b) $\sigma = 214$ MPa. (c) $\sigma = 252$ MPa. (d) $\sigma = 272.5$ MPa. (e) $\sigma = 282$ MPa. (f) $\sigma = 287$ MPa juste avant la rupture de l'éprouvette.

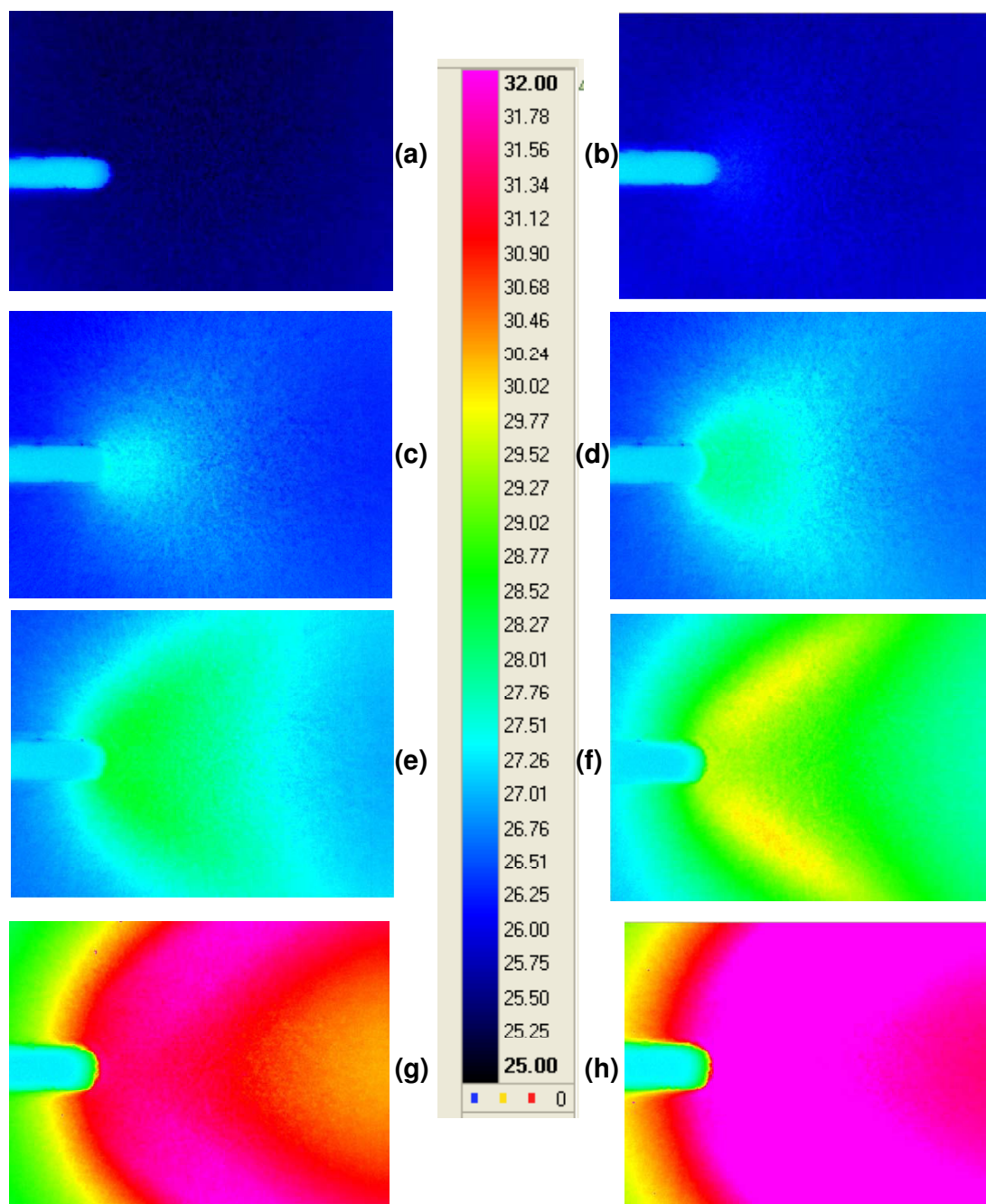


FIGURE 4.44 – Evolution au cours du chargement, du champ de température de l'éprouvette avec un rayon de fissure de 1 mm. (a) $\sigma = 0$ MPa. (b) $\sigma = 214$ MPa. (c) $\sigma = 252$ MPa. (d) $\sigma = 272$ MPa. (e) $\sigma = 287$ MPa. (f) $\sigma = 305.5$ MPa. (g) $\sigma = 327$ MPa. (h) $\sigma = 342$ MPa juste avant la rupture de l'éprouvette.

L'évolution de la température sur des aires d'étude définies sur la figure 4.45 est tracée via le soft de la caméra infrarouge développé par l'entreprise Altaïr. Le graphe de la figure 4.46 montre l'évolution de la température en pointe de fissure, d'une zone relativement éloignée de la zone de transformation, et de la température ambiante pour les deux éprouvettes.

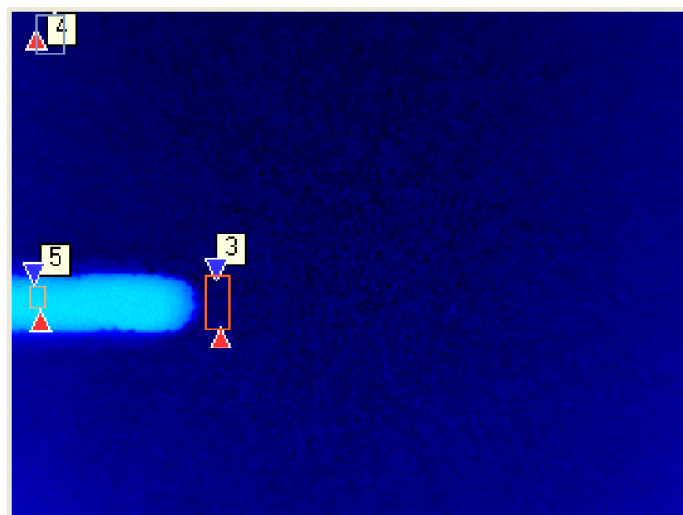


FIGURE 4.45 – Définitions des aires d'étude. L'aire 4 : région éloignée de la zone de transformation, l'aire 5 : région de contrôle de la température ambiante et l'aire 3 : voisinage immédiat de la pointe de fissure.

Observations :

Quel que soit le rayon de fissure, le phénomène observé à la rupture (figures 4.43 et 4.44) est identique : une zone localisée au voisinage de la pointe de fissure est le lieu d'un échauffement continu. Au cours du chargement, une zone où la température augmente progressivement se développe sous forme de 'boomerang' et croît de manière continue à proximité de la pointe de fissure. Les figures 4.43(f) et 4.44(f) montrent bien la forme des ailes qui s'inclinent d'environ 45° par rapport à l'axe de la fissure.

Qualitativement, à chargement appliqué donné, la forme de cette localisation en température est plus large pour le rayon de fissure de 1 mm. Les zones d'échauffement ne se superposent pas exactement aux zones de transformation identifiées par la technique de corrélation d'images, cependant la taille des phénomènes observés montre un ordre de grandeur sensiblement identique.

L'évolution des températures des aires d'étude (définie figure 4.45) est donnée figure 4.46 pour les deux éprouvettes.

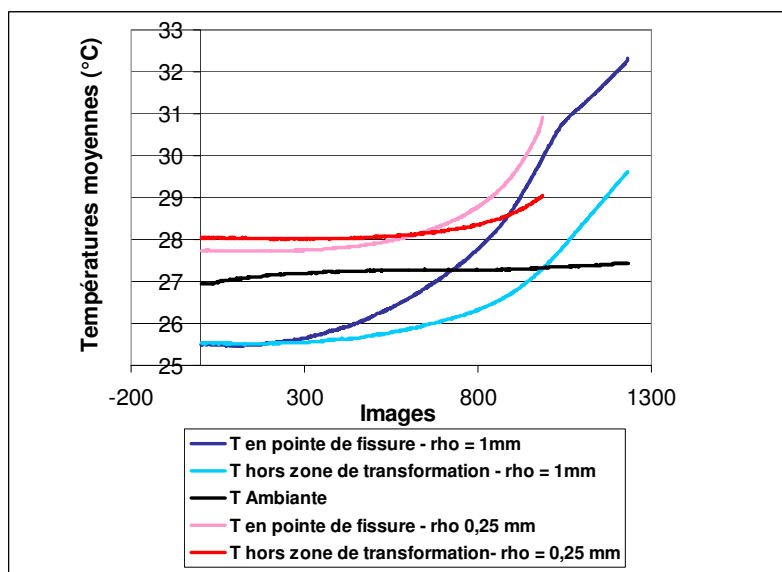


FIGURE 4.46 – Evolution des températures des aires d'étude au cours du temps.

L'éprouvette de rayon de 0.25 mm voit sa pointe de fissure s'échauffer de 4°C passant de 27°C à 31°C . Quant à l'éprouvette de rayon de 1 mm, l'échauffement est plus grand, tout comme la zone échauffement, avec une valeur de 7°C , la température passant de 25°C à 32°C . Les zones éloignées de la zone de transformation révèlent une élévation en température moins importante qu'au voisinage de la pointe de fissure : 2°C pour le petit rayon et 4.5°C pour le grand rayon.

Le phénomène d'échauffement thermique localisé est à associer à la transformation de phase exothermique induite sous contrainte se déroulant au voisinage de la pointe de fissure comme le souligne les travaux de (Gollerthan et al. , 2009)[51]. Par ailleurs, les faciès ductiles observés indiquent une déformation plastique notable, qui est à associer au comportement plastique de la martensite.

Cependant, la dissipation intrinsèque liée à cette déformation plastique devrait être limitée par le fait que les essais de rupture ont été réalisés dans des conditions quasi-statiques avec une vitesse de déplacement de 0.02mm/s , comparable à une vitesse de déformation en traction égale à $3.3 \cdot 10^{-4}\text{s}^{-1}$. Comme rappelé par (Chrysochoos, 2003)[86], la dissipation intrinsèque reste faible devant le taux de chaleur latente associée à la transformation de phase.

Ces observations couplées : champs de déformation et de température révèlent un mécanisme localisé en pointe de fissure. Elles soulèvent l'intérêt d'une analyse plus fine du couplage thermomécanique qui se déroule en pointe de fissure.

4.5 Conclusions

L'investigation expérimentale avait pour but la corrélation des surfaces de transformation prédites par le modèle analytique développé au chapitre 3 sur des essais de rupture en mode I. Le choix de la technique de corrélation d'images pour l'observation et la cartographie des champs cinématiques s'est avéré pertinent pour l'observation du phénomène de localisation en pointe de fissure pendant les essais de rupture. Sa mise en œuvre a été couplée à une mesure du champ de température par thermographie infrarouge. Avant la réalisation des essais de rupture, le matériau d'étude a été caractérisé métallurgiquement et mécaniquement, pour entre autre, identifier la contrainte de début de transformation indispensable à la prédiction analytique.

Les champs expérimentaux mesurés simultanément mettent en évidence un phénomène de localisation en déformation et un échauffement en pointe de fissure, phénomène dont la taille augmente avec le chargement jusqu'à la rupture des éprouvettes. La transformation de phase martensitique qui se déroule au voisinage immédiat de la pointe de fissure permet d'accommoder la contrainte en pointe de fissure. L'ampleur de ces phénomènes est proportionnel à la taille du rayon de fissure des éprouvettes tests. En particulier, pour la première fois, l'influence de l'augmentation du rayon de fissure sur l'augmentation de la taille de zone de transformation de phase est démontrée expérimentalement et analytiquement pour des alliages à mémoire de forme.

Les prédictions des dimensions de la zone de transformation issues du modèle analytique présentent un écart non négligeable avec celles mesurées expérimentalement. Cependant, le modèle analytique donne une bonne tendance de l'évolution, au cours du chargement, de la taille de la surface de transformation, et de l'influence du rayon de fissure sur cette dernière. La forme 'en lobes' de la zone de transformation confirme l'intérêt d'introduire une fonction de correction en traction/compression qui assure un repli de la zone de transformation dans l'axe de la fissure.

La rupture des alliages à mémoire de forme reste un domaine vaste. L'étude de leurs propriétés et la modélisation de leur comportement à la rupture sont une voie d'amélioration majeure vers un dimensionnement plus pertinent des structures. L'étude a eu pour principaux paramètres la contrainte qui s'exerce sur des éprouvettes à géométrie d'entaille différente, et la déformation que celles-ci subissent. Mais il existe d'autres paramètres comme la température d'utilisation ou la durée et la vitesse d'application de la charge, qui conditionnent aussi le dimensionnement des structures et leur durée de vie.

Un matériau ductile à température ambiante peut se comporter de manière fragile à basse température. A haute température, un matériau, soumis à une contrainte constante peut entrer en fluage. Une pièce peut finir par se rompre même en-deçà de sa charge critique si les effets du temps ou de la température ne sont pas pris en compte. C'est dans ce cadre que le chapitre 5 s'inscrit en abordant le fluage stationnaire haute température du NiTi.

Chapitre 5

Investigation sur la corrélation entre le fluage et la diffusion à haute température des alliages équiatomiques en NiTi

L'enjeu de ce chapitre est l'étude de la déformation viscoplastique du NiTi équiatomique à haute température. L'analyse de la réponse des matériaux à des sollicitations mécaniques simples (traction/torsion/flexion, dureté) est très utile pour caractériser le comportement mécanique fondamental du matériau mais d'autres facteurs comme le temps et la température jouent de grands rôles dans la tenue en service ou le processus de vieillissement des matériaux. L'analyse des mécanismes de déformation pour une sollicitation thermomécanique donnée (contrainte et température T fixée), et donc celle du fluage des alliages métalliques, à haute température, reste cruciale pour toutes structures devant fonctionner de nombreuses années, comme par exemple, les alliages utilisés dans les cuves des centrales nucléaires.

Cette investigation s'intéresse au comportement du NiTi en fluage, à haute température et sous contrainte faible et notamment au processus de diffusion associé. Le fluage est la déformation induite par le maintien d'une contrainte et d'une température constantes sur le matériau. Le fluage est possible à toutes températures mais pour les alliages métalliques, il intervient de façon importante à des températures relativement élevées lorsque la température T vérifie $T > 0,4 \ T_f$ à $0,5 \ T_f$ (T_f étant la température de fusion du métal). A ces températures, la déformation viscoplastique met en jeu des processus de diffusion.

5.1 Avant-propos sur le fluage par diffusion

A hautes températures, les mécanismes de fluage peuvent s'envisager en deux catégories comme illustré sur la Figure 5.1. Sous contrainte élevée, le processus résulte majoritairement de la montée des dislocations. Dans ce cas, le fluage est dit fluage par dislocations. Si la contrainte de fluage est faible, le processus se produit par un transport de matière par diffusion. Suivant une idée de (Mott & Nabarro, 1949)[87], le champ de contrainte provoque un réarrangement atomique se produisant par diffusion d'atomes. Il en résulte un 'contre-courant' de lacunes qui s'éliminent au niveau des surfaces libres.

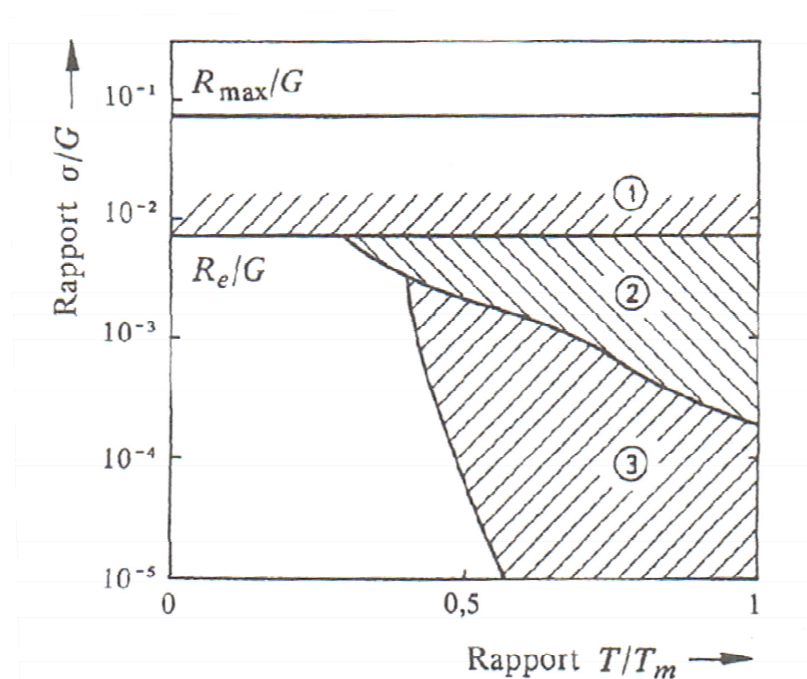


FIGURE 5.1 – Carte des mécanismes de déformation des métaux en fonction de la contrainte relative $\frac{\sigma}{G}$ et de la température relative $\frac{T}{T_m}$. (1) Déformation plastique ou viscoélastique par glissement de dislocations. (2) Fluage par montée des dislocations. (3) Fluage par diffusion (d'après Ashby, Jones, 1980). Tiré de (Mercier et al., 1999)[14]

La présente étude se limite à des essais de fluage stationnaire, c'est-à-dire à vitesse d'écoulement constante, faisant intervenir des contraintes appliquées relativement faibles et des températures vérifiant $T > 0,6 T_f$ (voir le tableau 1 de l'article). C'est donc le fluage par diffusion qui est considéré ici. Cette étude s'intéresse en particulier au mécanisme de diffusion et donc au choix d'un coefficient de diffusion représentatif du comportement en fluage haute température du NiTi équiatomique.

Pour les métaux purs, le choix du coefficient de diffusion ne se pose pas, c'est celui de l'autodiffusion de l'élément. De même, pour les alliages faiblement alliés, c'est la diffusion du soluté qui régit le fluage. Il n'en est pas de même pour les matériaux fortement alliés. Dans un alliage équiatomique AB, il n'y a ni solvant ni soluté. Les lacunes ne sont pas

identifiables comme des lacunes de A ou de B. Ce sont simplement des sites vacants qui peuvent être mobiles et s'échanger avec des atomes de A ou de B. Il est donc nécessaire de déterminer un coefficient de diffusion effectif qui puisse représenter le transport des lacunes pour chaque type d'alliage AB.

La thermodynamique des processus irréversibles pour des solutions binaires concentrées permet d'écrire différents coefficients de diffusion possibles (Lexcelent, 1987)[88]. Ces coefficients traduisent différents mécanismes de diffusion lacunaires. En général, ils font intervenir les coefficients d'autodiffusion des espèces A et B et les concentrations relatives des deux composants dans l'alliage AB. Or depuis peu, l'équipe de (Divinsky et al., 2009)[89] a mesuré le coefficient d'autodiffusion des atomes de Ti dans du NiTi équiatomique à haute température alors que celui du Ni dans le NiTi était déjà connu (Bernardini et al., 2003)[90].

Suite à l'acquisition récente de ce nouveau résultat original et fort de nombreux résultats expérimentaux antérieurs, en fluage et diffusion, une tentative de corrélation entre le fluage et la diffusion haute température est conduite. Le but est de trouver un coefficient de diffusion qui traduit le comportement en fluage stationnaire à haute température de l'alliage équiatomique en NiTi. Ces travaux ont fait l'objet d'une publication (Taillebot et al., 2008)[91] qui est donnée à la suite de cette introduction.

Une loi de comportement existe pour le fluage par diffusion, appelée équation de Dorn. Elle relie la température, la vitesse de déformation en fluage, la contrainte et le coefficient de diffusion effectif avec deux paramètres adimensionnels qui sont à déterminer pour chaque alliage. Cette loi permet de simuler différentes formulations pour le coefficient de diffusion. Des recherches bibliographiques ont permises d'utiliser des résultats en fluage haute température sur des NiTi, qui ont été intégrés dans l'équation de Dorn pour identifier quel coefficient de diffusion régit au mieux le comportement en fluage stationnaire de l'alliage binaire équiatomique. Au regard des paramètres trouvés et des coefficients de corrélation très proches de l'unité, aucune préférence ne peut être faite quant à l'expression du coefficient de diffusion effectif à intégrer dans l'équation de Dorn. L'équation de Dorn n'est pas probante dans ce cas quant au choix effectif d'un mécanisme de diffusion lacunaire.

5.2 Publication (Taillebot et al., 2008)

Towards a Correlation between High-Temperature Creep and Volume Diffusion for Equiatomic NiTi Alloys

V.Taillebot^{1,a}, S.Divinsky^{2,b}, C.Lexcellent^{1,c},
J.Bernardini^{3,d} and D.L.Beke^{4,e}

¹FEMTO-ST, Applied Mechanics Department,
24 Rue de l'Épitaphe, 25000 Besançon,
France

²Institute of Materials Physics, University of Münster,
Wilhelm-Klemm Strasse 10, 48149 Münster,
Germany

³IM2NP, UMR CNRS 6242, Université Paul Cézanne,
Faculté des Sciences St-Jérôme, Case 142,
13397 Marseille Cedex 20,
France

⁴Department of Solid State Physics, University of Debrecen,
Faculty of Sciences,
POB 2H-4010, Debrecen,
Hungary

^avirginie.taillebot@univ-fcomte.fr, ^bdivin@uni-muenster.de, ^cchristian.lexcellent@univ-fcomte.fr,
^djean.bernardini@univ-cezanne.fr, ^edbeke@delfin.unideb.hu

Keywords: Creep, Diffusion, NiTi, Shape Memory Alloys

Abstract

Classically a master curve as Dorn's equation is applied for elucidating stationary creep behaviour within high temperature range ($T > 0.6 T_m$). As the diffusion of both ⁶³Ni and ⁴⁴Ti have been measured in an equiatomic NiTi, an effective choice of creep-relevant diffusion coefficient D may be possible. Moreover, creep measurements in the same temperature range performed can be found in the literature. The correlation does not permit to establish precisely what D coefficient to integrate in the Dorn's equation.

Introduction

The equiatomic NiTi is mainly known as a shape memory alloy very useful for medical applications [1] (stents ...). As this alloy can be produced by high temperature densification of alloyed powders [2,3], the knowledge of the high temperature mechanical behaviour is necessary. For instance, creep tests at high temperatures are performed to obtain viscoplastic laws. The first tests available were made by Mukherjee in 1968 [4]. Three decades later, Kato *et al.* [5] published tensile creep on NiTi wires. Moreover, Lexcellent *et al.* [6] in 2005, performed new tests on this alloy.

From a physical point of view, the equiatomic NiTi belongs to the B2 long-range ordered β phase (type CuZn). Obviously, the high temperature creep is associated with vacancy diffusion or movement of atoms A and B during alloy deformation. In 1989, Lexcellent [7] has done a tentative of correlation between diffusion and creep for high concentrated solid solutions type AB. On the one hand, he investigated five β phases (Ag-50 at.% Cd, Ag-50 at.% Zn, Cu-25 at.% Al, Cu-14,4 at.% Sn and Cu-42.7 to 52 at.% Zn) by creep tests over temperature ranges higher than $0.6 T_m$ (T_m , melting temperature). On the other hand, self diffusion measurements of constituents A and B in AB alloy were performed in order to distinguish between different possible vacancy mechanisms. In other words, in the light of very recent diffusion data on Ti and Ni in NiTi, what adequate D coefficient must be introduced in the Dorn's equation representing a master curve of viscoplastic behaviour of the alloy and linked to creep tests? The question is revisited.

High temperature Creep data

Oppenheimer *et al.* in [8] make a synthesis of the different investigations performed in the literature [4, 5, 6] in table 1. Their tool of analysis is the classical power-law creep equation:

$$\dot{\epsilon}_s = A' \sigma^{n'} \exp\left(\frac{-Q}{RT}\right). \quad (1)$$

where Q , A' and n' , are the apparent activation energy for creep and material parameters respectively.

Investigation	T [K]	T/T _f	Strain rate imposed [s ⁻¹]	Stress imposed [MPa]	n'	Q [kJ.mol ⁻¹]
Mukherjee [4]	973-1273	0,61-0,80	6.10 ⁻⁵ -6.10 ⁻³		3	251
Kato <i>et al.</i> [5]	901-1161	0,57-0,73		11-81	1 and 5,9	230-253
Lexcellent <i>et al.</i> [6]	870-1170	0,55-0,74		10-35	3	222
Oppenheimer <i>et al.</i> [8]	1223-1373	0,77-0,86		4,7-11	2,7	155

Table 1. Summary of creep conditions and creep parameters measured in past studies adapted from [8].

Eggeler *et al.* [9] published tensile results at intermediate temperatures (743-803 K e.g. $0.47 < T/T_m < 0.50$) where Ti₃Ni₄ precipitation occurs during heating and coarsened during creep. These tests will not be included in the present correlation between creep and diffusion. For the same reason, tests of Kobus *et al.* [10] are not retained (773-833 K e.g. $0.48 < T/T_m < 0.53$). The dispersion of the exponent n' from 1 to 5.9 for Kato *et al.* results [5] does not incite to enter the experimental points in a master curve. Moreover, the creep tests of Lexcellent *et al.* [6] must also be rejected because carried out under ambient air; thus oxidation of the samples can damage the reliability of the results.

Finally, only the measurements of Ti-50.6 at.% Ni from Mukherjee [4] and of Ti-50.8 at.% Ni from Oppenheimer *et al.* [8] can be kept because tests are conducted in vacuum (around 0.5 mTorr). As the samples grain size used by Oppenheimer *et al.* is between 48-140 µm, there is negligible grain boundary effect in creep. Furthermore, the difference between activation energies Q in references [4] and [8] for creep is a little astonishing. The two alloys have nearly the same composition. The nature of the mechanical tests (compression [8] or tension [4]) has no influence on activation energies values. All the tests are performed at $T > 0.6 T_m$. It means that only one mechanism can describe creep and diffusion.

Diffusion data

Tracer volume diffusion of ⁶³Ni in Ni-50.07 at.% Ti binary alloy has been measured in the temperature range 783-1288 K [11].

The radiotracer ⁶³Ni was electrodeposited on one of the two largest faces of the sample (the others being protected by an insulating varnish). Diffusion times were chosen in order to maintain the mean penetration depth $(D_v t)^{1/2}$ in the 15-25 µm range except at 1230 and 785 K where the values are 50 µm and 2 µm respectively. The classical technique of thin sections was used with a low-background Geiger-Müller detector to measure the surface activity.

The temperature dependence of the diffusion coefficients D_{Ni} can be well described by a straight Arrhenius function:

$$D_{Ni} = \left(1.8^{+2}_{-0.9}\right) \times 10^{-8} \exp\left(\frac{-155 \pm 6 \text{ kJ.mol}^{-1}}{RT}\right) \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}. \quad (2)$$

Tracer volume diffusion of ^{44}Ti has been recently measured by Divinski *et al.* in Ni-49.4 at.% Ti alloy within the temperature range of 950 to 1272 K [12]. The ^{44}Ti radiotracer was available as a chloride solution. The tracer was applied by conventional drip-and-dry technique or by evaporation in a vacuum chamber (residual pressure less than 10^{-3} Pa) onto prepared sample surface. The initial amount of the radiotracer was about 2 to 4 kBq.

Diffusion annealing treatments were performed either in silica tubes under purified Ar atmosphere using a resistance furnace or in a high vacuum chamber ($P < 10^{-6}$ Pa). In the latter case the samples were placed in sealable Ni containers wrapped by Ta foil. It was checked that the art of tracer application and/or the annealing conditions have no effect on resulting diffusion coefficients.

Diffusion profiles were measured by serial sectioning technique using precision parallel grinding (the penetration depths larger than 10 μm) or by ion-beam sputtering device for shorter penetration depths of about 1 μm [12].

The radioactivity of the soft γ -radiation (68 and 78 keV) of ^{44}Ti was measured by well-type intrinsic Ge γ -detector.

The temperature dependence of the diffusion coefficient D_{Ti} can also be expressed by a straight Arrhenius line [12]:

$$D_{Ti} = \left(2.7^{+2.0}_{-1.2}\right) \times 10^{-7} \exp\left(\frac{-204.7 \pm 6 \text{ kJ.mol}^{-1}}{RT}\right) \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}. \quad (3)$$

Since Ti diffusion has been measured in the near equiatomic NiTi alloy of a slightly different composition than that used in Ni diffusion investigation by Bernardini *et al.* [11], in Ref. [12] radiotracer diffusion of ^{63}Ni was additionally measured at several temperatures (triangles in Fig.1). A good agreement of the two independent data sets is observed suggesting that the present data for Ti and Ni diffusion representing the true volume diffusion in the B2 equiatomic NiTi alloy and they can be combined in order to elucidate the underlying creep behaviour of the ordered phase.

Figure 1 shows the D_{Ti} and D_{Ni} evolutions versus the inverse of temperature ($1/T$). One has to note that the activation energies are not far from each other ($Q_{Ni} = 155 \text{ kJ.mol}^{-1}$, $Q_{Ti} = 204.7 \text{ kJ.mol}^{-1}$) as it is the case in general for β phase CuZn type [7].

Nakajima *et al.* [13] gives self diffusion data for intermetallic compounds with B2-structure. Figure 2 gathers these data and NiTi diffusion values in a Arrhenius plot. D_{Ni} and D_{Ti} in NiTi fit well other binary alloys self diffusion range. One has to note that activation energies (straight lines slopes) are weaker for NiTi alloy than other equiatomic alloys. More precisely, D_{Ni}/D_{Ti} ratio is worth around 36 at 950K and around 7 at 1272 K. These values suggest that diffusion of each constituent Ni and Ti in NiTi are relatively independent.

Present study

For a rigorous analysis, it is worth to examine the Dorn's equation than equation (1) because it delivers a master curve integrating $\dot{\epsilon}_s$, T , G , σ and a diffusion term D to choose.

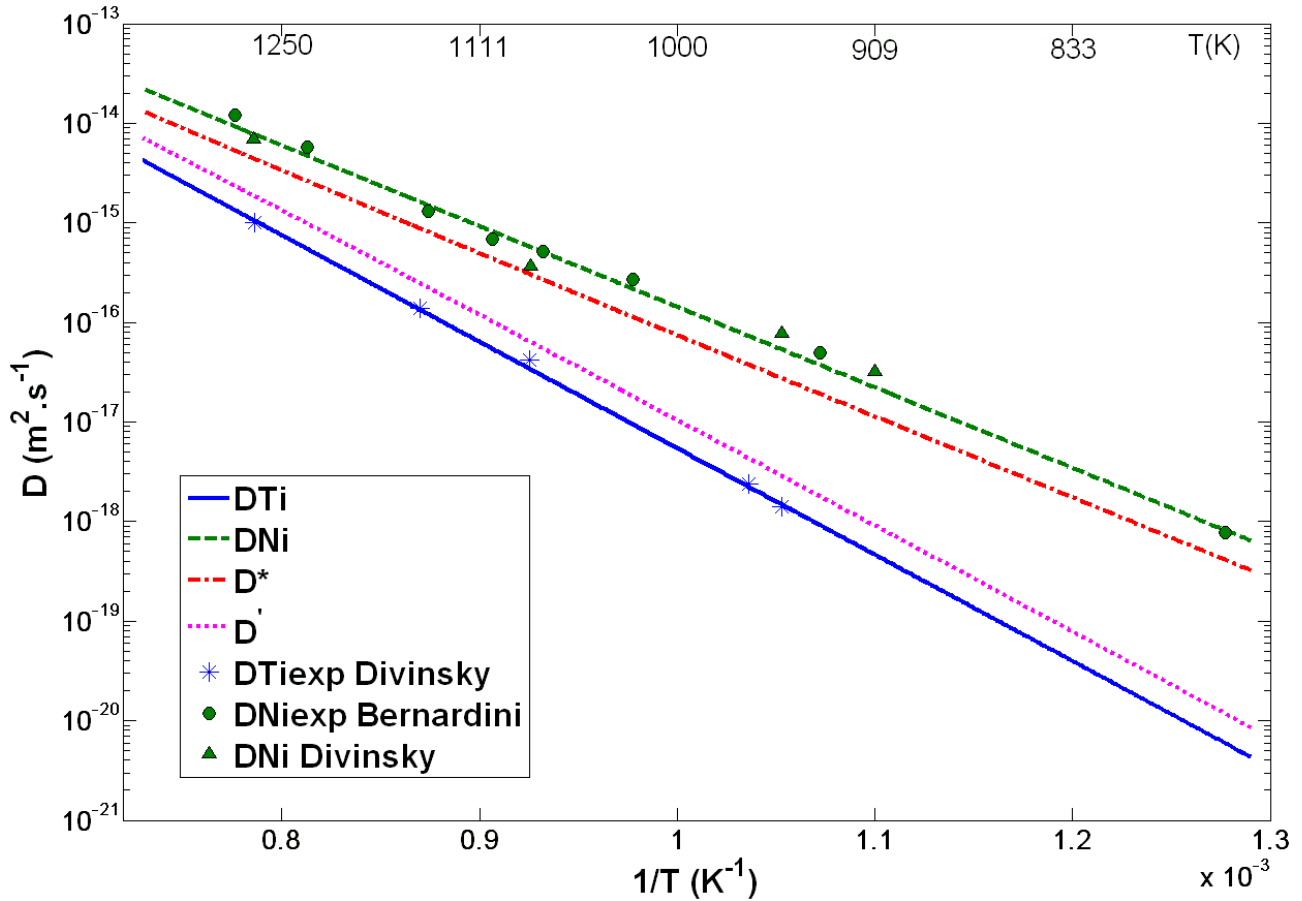


Figure 1:
Diffusion coefficients evolution versus temperature inverse. (In D^* and D' calculations, the thermodynamic factor ϕ is supposed to be unity).

$$\frac{\dot{\epsilon}_s kT}{D G b} = A \left(\frac{\sigma}{G} \right)^n. \quad (4)$$

where k , the Boltzmann constant, b , the Burgers vector ($b = a_0 \times 2^{-\frac{1}{2}}$, with a_0 the lattice parameter of the centred cubic austenite $a_0 = 0.352$ nm),

A and n , material parameters and G , the shear modulus.

Hashiguchi *et al.* [14] determined the shear modulus of a Ti-51 %at. Ni between 103 K and 1073 K. They obtained that G increases with temperature between 273 K and 773 K from 19.8 GPa to 25.7 GPa and, decreases between 773 K and 1073 K from 25.7 GPa to 20.6 GPa.

The thermodynamic of irreversible process used for binary solid solution allows to write some possible diffusion coefficients [7]. If N_L and D_L are the vacancies concentration and their diffusion coefficients respectively,

$$D = N_L D_L. \quad (5)$$

The calculations of $D = N_L D_L$ delivers three possible mechanisms of diffusion. For an equiatomic A-B alloy, with D_A^* and D_B^* , the constituents self diffusion coefficients and, N_A and N_B , the constituents mole fraction, four expressions can be written:

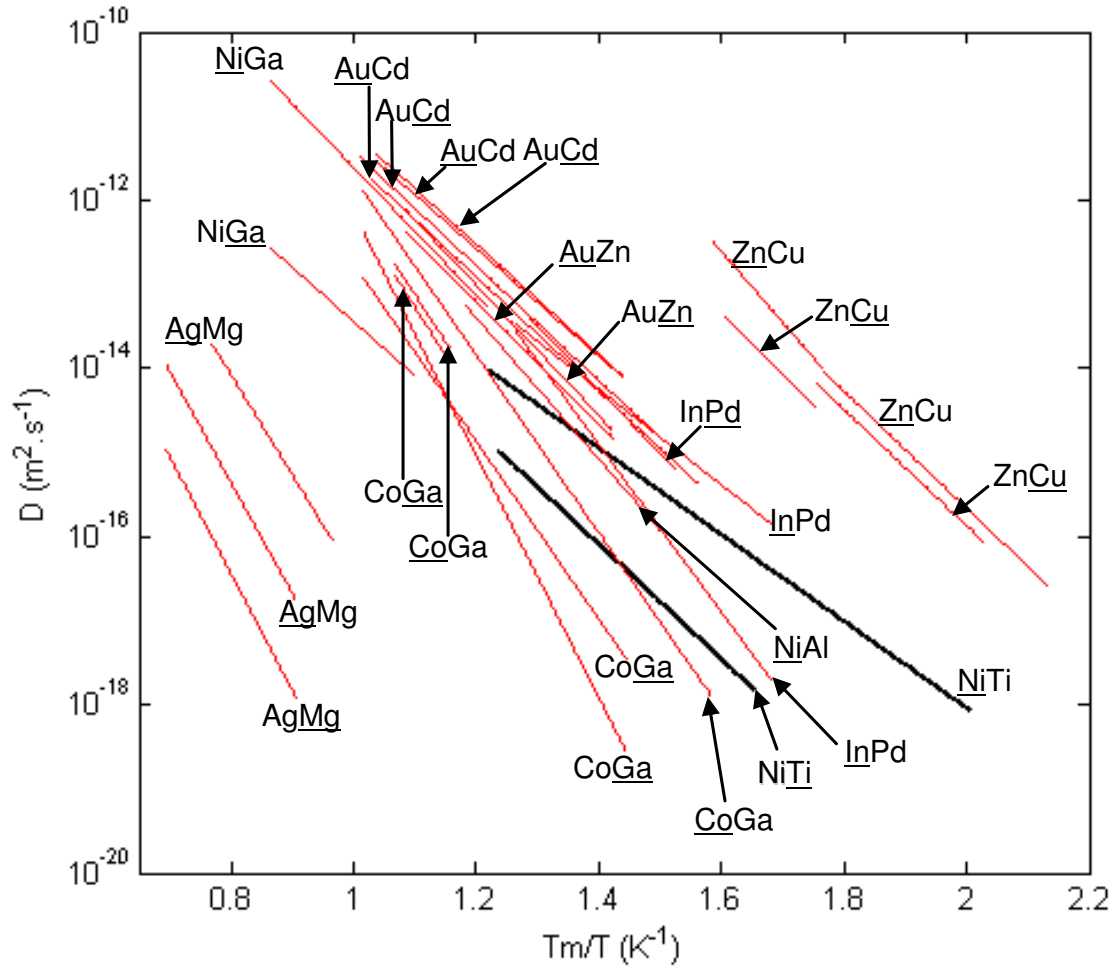


Figure 2:
Comparison of temperature dependence of self diffusivities in several B2-type intermetallic compounds.

- The stationary diffusion where the gradient of vacancy concentration is considered as a constant

$$\frac{1}{D} = \frac{1}{D'} = \frac{1}{\phi} \left(\frac{N_A}{D_A^*} + \frac{N_B}{D_B^*} \right). \quad (6)$$

- The diffusion where homogeneity of the alloy is guarantee

$$D = D^* = \phi (N_A D_A^* + N_B D_B^*). \quad (7)$$

- The chemical diffusion (Interdiffusion) where the gradient of vacancies concentration is considered as equal to 0:

$$D = \tilde{D} = \phi (N_B D_A^* + N_A D_B^*). \quad (8)$$

- A fourth coefficient by symmetry associated to the evolution of the short range ordering

$$\frac{1}{D} = \frac{1}{D_N} = \frac{N_A}{D_A^*} + \frac{N_B}{D_B^*}. \quad (9)$$

For an equiatomic alloy, $N_A = N_B = \frac{1}{2}$,

$$\tilde{D} = D^* = \frac{1}{2} (D_A^* + D_B^*) \quad (10a)$$

and

$$\frac{1}{D'} = \frac{1}{D_N} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{D_A^*} + \frac{1}{D_B^*} \right) \quad (10b)$$

If one neglects the influence of the thermodynamic factor φ , there are two possibilities for the coefficient diffusion choice: D^* or D' .

The compilation of experimental points in a diagram $\ln\left(\frac{\dot{\epsilon}_s kT}{DGb}\right)$ versus $\ln\left(\frac{\sigma}{G}\right)$ permits to obtain straight lines shown in figure 3.

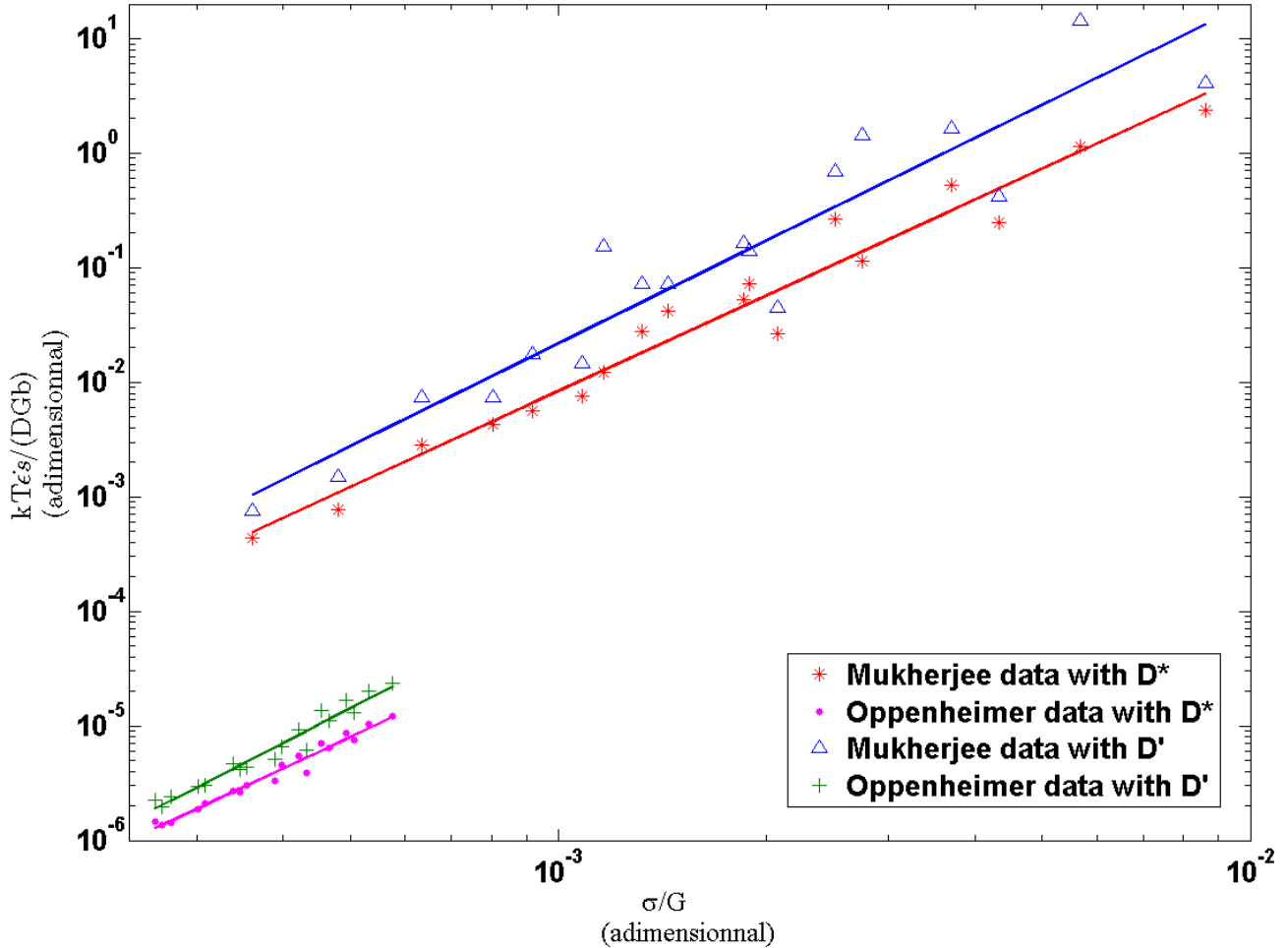


Figure 3. Simulations of Dorn's equation with D^* and D' diffusion coefficients and linear regressions on Mukherjee and Oppenheimer *et al.* data.

A and n parameters can be identified thanks to straight lines of linear regression equations. A correlation matrix between experimental values and values stemmed from linear regression is calculated for each regression straight line. Only off-diagonal correlation term is given. The values are listed in table 2. If the obtained values of n around 3 seems reasonable, the A values are too great (ratio around 10 power 5 or 6) corresponding to low values of D_{0Ni} or D_{0Ti} . In this context, we cannot seriously choose one coefficient among the others (see table 2).

Following Poirier [15] for the creep controlled by the diffusion, it is the existence of a gradient of vacancies concentration which allows the creep, thus interdiffusion coefficient \tilde{D} cannot be retained. However, one has to note the small activation energies (about half the values expected from simulation for the commonly accepted mechanism with thermally activated vacancies) [11], and the zero activation volume measured for nickel diffusion under pressure [16], which show that the mechanism of diffusion and creep are probably mediated by structural vacancies.

One cannot imagine how diffusion of Ni only could provide creep deformation, i.e. non-conservative dislocation movement in a B2 ordered alloy. From a physical point of view, this is the

movement of both components which is necessary. Therefore, the fitting including D' or even only the slowest component D_{Ti} is to be preferred. It is plausible that the diffusion of the slowest component will control the creep and that large values of A (the small D_0 's) follow from significant correlations of successive atoms jumps in well ordered NiTi.

		Data from Mukherjee	Data from Oppenheimer
D^*	n	2,77	2,82
	A	$1.79 \cdot 10^6$	$1.64 \cdot 10^4$
	correlation term	0.987	0.987
D'	n	2,97	3,12
	A	$1.89 \cdot 10^7$	$2.93 \cdot 10^5$
	correlation term	0.946	0.978

Table 2. Results of linear regressions on experimental data with D^* and D' diffusion coefficients.

Literature References

- [1] D. Favier, Y. Liu, L. Orge  s, A. Sandel, L. Debove, P. Comte-Gaz, Mater. Sci. Eng. A 429 (2006) 130.
- [2] M. Bram, A. Ahmad-Khanlou, A. Heckmann, B. Fuchs, H.P. Buchkremer, D. Stover, Mater. Sci. Eng. A – Struct. Mater. Prop. Microstruct. Process. 337 (2002) 254.
- [3] D. Mari, D.C. Dunand, Metall. Mater. Trans. A – Phys. Metall. Mater. Sci. 26 (1995) 2833.
- [4] A.K. Mukherjee, J. Appl. Phys. 39 (1968) 2201.
- [5] H. Kato, T. Yamamoto, S. Hashimoto, S. Miura, Mater. Trans. JIM 40 (1999) 343.
- [6] C. LExcellent, P. Robinet, J. Bernardini, D.L. Beke, P. Olier, Materialwiss. Werkstofftech. 36 (2005) 509.
- [7] C. LExcellent, Acta. Met. 37, 6 (1989) 1585.
- [8] S.M. Oppenheimer, A.R. Yung, D.C. Dunand, Scripta Mat. 57 (2007) 377.
- [9] G. Eggeler, J. Khalil-Allafi, K. Neuking, A. Dlouhy, Z. Metallk. 93 (2002) 654.
- [10] E. Kobus, K. Neuking, G. Eggeler, I. Wittkamp, Prakt. Metallogr. – Pract. Metallogr. 39 (2002) 177.
- [11] J. Bernardini, C. LExcellent, L. Dar  czi, D.L. Beke, Phil. Mag. 83 (2003) 329.
- [12] S.V. Divinsky, I. Stloukal, L. Kral, Chr. Herzig, DIMAT 2008.
- [13] H. Nakajima, W. Sprengel, K. Nonaka, Intermetallics 4 (1996) S17-S28
- [14] R.R. Hashiguchi and K. Iwasaki, J. Appl. Phys. 39 (1968) 2182
- [15] J.P. Poirier, Plasticité    Haute Température des Solides Cristallins, Eyrolles Edition, 1976.
- [16] G. Erdelyi, Z. Erdelyi, D.L. Beke, J. Bernardini and C. LExcellent, Phys. Rev. B. 62, 17 (2000), 11284.

Defects and Diffusion in Ceramics X

doi:10.4028/3-908451-62-0

Towards a Correlation between High-Temperature Creep and Volume Diffusion for Equiatomic NiTi Alloys

doi:10.4028/3-908451-62-0.97

Conclusions et perspectives

Cette étude a commencé avec pour cadre l'analyse du comportement à la rupture des alliages à mémoire de forme. L'intérêt accru de la communauté scientifique pour cet axe de recherche remonte à une douzaine d'années, ce qui en fait aujourd'hui un champ d'investigation encore très ouvert, mais néanmoins incontournable pour un dimensionnement au plus juste des structures AMF.

Ces travaux de thèse se sont attachés à la modélisation et à l'observation du phénomène de transformation de phase martensitique induite sous contrainte qui a lieu au voisinage de la pointe de fissure. L'étude a conduit au développement d'un modèle analytique pour prédire la forme et la taille de la zone de début de transformation, et à une investigation expérimentale par mesures de champs cinématiques et de température sur des éprouvettes fissurées en NiTi.

Dans un premier temps, un modèle analytique original a été développé afin de prédire le contour de la surface de transformation de phase en pointe de fissure. Les formulations sans et avec rayon de fissure intègrent pour la première fois le comportement dissymétrique de traction/compression, adopté le plus souvent pour les modèles thermomécaniques classiques des AMF. Ces deux formulations reposent sur un critère de surface de charge s'appuyant sur le champ de contraintes de la mécanique linéaire élastique de la rupture, et une fonction de correction pour prendre en compte ce phénomène de dissymétrie de traction/compression.

La formulation sans rayon de fissure permet de prédire la forme et la taille de la zone de transformation pour les modes élémentaires de rupture et les modes mixtes I+II. Ces travaux ont permis d'illustrer, comme en élasto-plasticité, que les surfaces de transformation sont plus grandes en contraintes planes qu'en déformations planes du fait de la plus grande triaxialité en déformations planes qu'en contraintes planes. De plus, il a été possible de montrer que les fonctions de correction testées modifiaient la taille et surtout la forme de la zone de transformation : l'impact du paramètre de dissymétrie étant toujours plus significatif en contraintes planes qu'en déformations planes.

Par la suite, une deuxième formulation a été développée, elle intègre le paramètre du rayon de fissure, qui, jusqu'alors, était exclus des modèles analytiques disponibles dans la littérature. Mais elle se limite pour l'instant au mode I, dans une perspective de vali-

dation de modèle sur des premiers essais simples. Si les conclusions sont identiques à la première formulation, l'influence du rayon de fissure apparaît ici. Plus l'éprouvette possède un grand rayon de fissure, plus la zone de transformation est étendue, et cela a pour effet évident d'augmenter la ténacité de l'éprouvette.

Il y a un réel intérêt à pouvoir corrélérer l'ensemble des résultats théoriques avec des mesures expérimentales. Un des enjeux de ces travaux était de pouvoir mettre en évidence l'influence du rayon de fissure sur les zones de transformation et de fait, sur la ténacité. La mise en œuvre expérimentale de mesures de champs cinématiques par corrélation d'images, et de température par thermographie infrarouge a permis d'observer un phénomène de localisation de déformation et d'échauffement à la pointe de la fissure d'un NiTi et de confirmer que la ténacité augmentait avec le rayon de fissure. Les prédictions des dimensions de la zone de transformation issues du modèle analytique présentent un écart non négligeable avec celles mesurées expérimentalement. Cependant, le modèle analytique donne une bonne tendance de l'évolution, au cours du chargement, de la taille de la surface de transformation, et de l'influence du rayon de fissure sur cette dernière. L'observation des faciès de rupture a confirmé que l'existence d'un grand rayon de fissure s'exprimait par un mécanisme de rupture plus ductile. Par ailleurs, le repli de la zone de transformation au niveau de l'axe de la fissure confirme l'intérêt d'introduire une fonction de correction en traction/compression dans le modèle analytique.

Enfin, une étude annexe s'est intéressée à la déformation viscoplastique du Nickel-Titane équiatomique à haute température. En considérant les mécanismes de diffusion possibles, cette étude a tenté d'établir le choix du coefficient de diffusion représentatif du comportement en fluage haute température du NiTi équiatomique.

Ce travail ouvre des perspectives à la fois expérimentales et théoriques. Le modèle analytique de rupture présente plusieurs voies d'amélioration pour réduire l'écart rencontré entre l'expérimental et la prédiction numérique. D'abord, développer et utiliser une expression du facteur d'intensité de contraintes dépendante du rayon de fissure serait plus appropriée. Par ailleurs, une nouvelle formulation utilisant la fonction de correction de Bouvet irait en faveur d'une réduction de l'écart entre la prédiction analytique et la mesure expérimentale.

Le modèle analytique et la corrélation avec la zone de transformation observée font intervenir deux paramètres identifiés expérimentalement sur des essais de traction : la contrainte de début de transformation et la valeur de déformation seuil de début de transformation. L'identification expérimentale de ces valeurs seuils est sujette à caution, car il existe une incertitude de détermination de ces paramètres réels, liée à une représentation idéalisée des courbes pseudoélastiques. Un plus grand nombre d'essais de traction permettrait de réaliser une étude statistique afin d'avoir une meilleure idée de l'intervalle des valeurs à considérer. Il serait plus précis d'utiliser en parallèle un moyen optique pour détecter les premières variantes de martensite au cours des essais de traction.

Il serait intéressant de procéder à l'analyse des résultats de thermographie infrarouge afin de pouvoir remonter aux sources de chaleur issues de la mécanique et de la transformation de phase. Ces résultats pourraient constituer une étape importante vers une meilleure compréhension des phénomènes de transformation de phase et de leurs couplages thermomécaniques.

Enfin à plus long terme, la généralisation de la formulation avec rayon de fissure sur les modes élémentaires II et III, voire mixte I+II, serait source de développements aussi bien du point de vue expérimental que du point de vue de la résolution du problème analytique.

Annexe 1

Détail du calcul pour le rayon de fissure non nul

Considérons, l'équation de la surface de transformation définie par σ par :

$$F(\sigma) = \bar{\sigma} f(y_\sigma) = \sigma_C \quad (1)$$

Le critère contient une fonction de correction f . La fonction la plus simple est utilisée avec la forme suivante :

$$f(y_\sigma) = 1 + by_\sigma \quad \text{avec} \quad 0 \leq b \leq \frac{1}{8} \quad (2)$$

La démarche consiste à faire apparaître le rayon r comme une fonction de la variable θ de la même manière que pour le mode I sans rayon de fissure. Le tenseur du déviateur des contraintes $\sigma_M(r, \theta)$ s'écrit alors :

$$S_\sigma(r, \theta, \rho) = \chi_I(r) S_{qI}(\theta) + \frac{\chi_I(r)}{r} \frac{\rho}{2} S_{RhoI}(\theta) \quad (3)$$

Ensuite, la contrainte équivalente de von Mises est calculée :

$$\bar{\sigma} = \kappa |S_\sigma(r, \theta, \rho)| = \kappa \left| \chi_I(r) S_{qI}(\theta) + \frac{\chi_I(r)}{r} \frac{\rho}{2} S_{RhoI}(\theta) \right| \quad (4)$$

Pour le calcul, on pose :

$$\left| \chi_I(r) S_{qI}(\theta) + \frac{\chi_I(r)}{r} \frac{\rho}{2} S_{RhoI}(\theta) \right|^2 = \left(\chi_I(r) S_{qI}(\theta) + \frac{\chi_I(r)}{r} \frac{\rho}{2} S_{RhoI}(\theta) \right)^T \left(\chi_I(r) S_{qI}(\theta) + \frac{\chi_I(r)}{r} \frac{\rho}{2} S_{RhoI}(\theta) \right)$$

Ensuite avec

$$G(\theta) = tr(S_{qI}(\theta) S_{RhoI}(\theta)) \quad (6)$$

La contrainte équivalente de von Mises devient alors :

$$\bar{\sigma} = \kappa |S_{\sigma}(r, \theta, \rho)| = \kappa \sqrt{\chi_I^2(r) |S_{qI}(\theta)|^2 + \frac{\rho^2}{4} \frac{\chi_I^2(r)}{r^2} |S_{RhoI}(\theta)|^2 + \rho \frac{\chi_I^2(r)}{r} G(\theta)} \quad (7)$$

Pour simplifier, l'expression il est commode d'écrire

$$\xi = \frac{\kappa K_I}{\sqrt{8\pi}} \quad (8)$$

$$\alpha = 4 |S_{qI}(\theta)|^2 \quad (9)$$

$$\delta = 4\rho G(\theta) \quad (10)$$

$$\Phi = \rho^2 |S_{RhoI}(\theta)|^2 \quad (11)$$

La contrainte équivalente de von Mises s'écrit alors :

$$\bar{\sigma} = \xi \sqrt{\left(\frac{\alpha r^2 + \delta r + \gamma}{r^3} \right)} \quad (12)$$

L'invariant de Lode devient alors :

$$y_{\sigma} = \frac{6\kappa}{|S_{\sigma}|^3} \det(S_{\sigma}) = \frac{27}{2} \frac{\det(S_{\sigma})}{\bar{\sigma}^3} \quad (13)$$

Il faut nécessairement calculer $\det(S_{\sigma}(r, \theta, \rho))$, en utilisant l'équation 3.70 donnant l'expression de $S_{\sigma}(r, \theta, \rho)$ et en travaillant avec les tenseurs $S_{qI}(\theta)$ et $S_{RhoI}(\theta)$. Le tenseur $S_{qI}(\theta)$ est défini à l'équation 3.26. Le tenseur $S_{RhoI}(\theta)$ vérifie l'égalité $S_{RhoI}(\theta) = Rho_I(\theta)$ dont l'expression est donnée à l'équation 3.68 Et donc le déviateur $S_{\sigma}(r, \theta, \rho)$ s'écrit :

$$S_{\sigma}(r, \theta, \rho) = \chi_I(r) \times \begin{pmatrix} \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \left[\frac{\beta}{3} - \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \sin\left(\frac{3\theta}{2}\right) \right] - \frac{\rho}{2r} \cos\left(\frac{3\theta}{2}\right) & \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \cos\left(\frac{3\theta}{2}\right) - \frac{\rho}{2r} \sin\left(\frac{3\theta}{2}\right) & 0 \\ \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \cos\left(\frac{3\theta}{2}\right) - \frac{\rho}{2r} \sin\left(\frac{3\theta}{2}\right) & \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \left[\frac{\beta}{3} + \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \sin\left(\frac{3\theta}{2}\right) \right] + \frac{\rho}{2r} \cos\left(\frac{3\theta}{2}\right) & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{2\beta}{3} \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \end{pmatrix} \quad (14)$$

Ensuite l'expression du déterminant est obtenue :

$$\begin{aligned} \det(S_{\sigma}(r, \theta, \rho)) &= \chi_I^3(r) \left(\frac{-\beta}{54} \right) \left(\frac{1}{r^2} \right) \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \\ &\times \left(4\cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) r^2 \beta^2 - 9\rho^2 - 36r^2 \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) + 36r^2 \cos^4\left(\frac{\theta}{2}\right) \right) \end{aligned} \quad (15)$$

Dans un souci de simplification de la forme, deux symboles sont introduits :

$$\begin{cases} \lambda = \left(\frac{K_I}{\sqrt{2\pi}} \right)^3 \cos^3 \left(\frac{\theta}{2} \right) \left(\frac{2\beta}{3} \right) \left(\sin^2 \left(\frac{\theta}{2} \right) - \frac{\beta^2}{9} \right) \\ \Lambda = \left(\frac{K_I}{\sqrt{2\pi}} \right)^3 \cos \left(\frac{\theta}{2} \right) \left(\frac{\beta}{6} \right) \rho^2 \end{cases} \quad (16)$$

D'où

$$\det(S_\sigma(r, \theta, \rho)) = \frac{\lambda}{r^{\frac{3}{2}}} + \frac{\Lambda}{r^{\frac{7}{2}}} = \frac{(\lambda r^2 + \Lambda)}{r^{\frac{7}{2}}} \quad (17)$$

Finalement, l'invariant de Lode a pour expression :

$$y_\sigma = \frac{27}{2\xi^3} \frac{(\lambda r^2 + \Lambda)}{(\alpha r^2 + \delta r + \phi)^{\frac{3}{2}}} r \quad (18)$$

Revenons au critère de début de transformation de phase :

$$\sigma_C = \bar{\sigma} f(y_\sigma) = \bar{\sigma}(1 + b y_\sigma) \quad (19)$$

Pour des raisons évidentes de simplicité, la fonction de correction f choisie est la fonction affine définie précédemment par les équations 1 et 2. L'expression du critère devient alors :

$$\sigma_C = \frac{\xi}{r^{\frac{3}{2}}} (\alpha r^2 + \delta r + \phi)^{\frac{1}{2}} + \frac{27b}{2\xi^2} \frac{(\lambda r^2 + \Lambda)}{(\alpha r^2 + \delta r + \phi) r^{\frac{1}{2}}} \quad (20)$$

Par calcul, on obtient :

$$\xi (\alpha r^2 + \delta r + \phi)^{\frac{3}{2}} = \sigma_C (\alpha r^2 + \delta r + \phi) r^{\frac{3}{2}} - \frac{27b}{2\xi^2} (\lambda r^2 + \Lambda) r \quad (21)$$

Ensuite, l'expression est élevée à deux reprises au carré, le polynôme $P(r)$ suivant est alors obtenu :

$$\begin{aligned} P(r) &= -\sigma_C^4 (\alpha r^2 + \delta r + \phi)^4 r^6 \\ &+ \frac{1}{2} \left(\frac{27b\sigma_C}{\xi^2} \right)^2 (\alpha r^2 + \delta r + \phi)^2 (\lambda r^2 + \Lambda)^2 r^5 \\ &- \left(\frac{27b}{2\xi^2} \right)^4 (\lambda r^2 + \Lambda)^4 r^4 + 2\sigma_C^2 \xi^2 (\alpha r^2 + \delta r + \phi)^5 r^3 \\ &+ \left(\frac{27b}{2\xi} \right)^2 (\alpha r^2 + \delta r + \phi)^3 (\lambda r^2 + \Lambda)^2 r^2 - \xi^4 (\alpha r^2 + \delta r + \phi)^6 = 0 \end{aligned} \quad (22)$$

Tout le travail consiste maintenant à trouver les racines du polynômes de degré 14, pour ce faire, les coefficients du polynôme sont calculés :

$$P_{14} = -\alpha^4 \sigma_C^4 \quad (23)$$

$$P_{13} = -\frac{1}{16} \frac{-32\xi^{10}\alpha^5\sigma_C^2 + 64\alpha^3\delta\sigma_C^4\xi^8 - 5832\alpha^2b^2\sigma_C^2\lambda^2\xi^4}{\xi^8} \quad (24)$$

$$\begin{aligned} P_{12} = & -\frac{1}{16} \frac{1}{\xi^8} \\ & \times (531441b^4\lambda^4 + 16\xi^{12}\alpha^6 - 5832\alpha^3b^2\lambda^2\xi^6 \\ & \times +96\alpha^2\delta^2\sigma_C^4\xi^8 - 160\xi^{10}\alpha^4\delta\sigma_C^2 \\ & \times +64\alpha^3\sigma_C^4\phi\xi^8 - 11664\alpha b^2\lambda^2\delta\sigma_C^2\xi^4) \end{aligned} \quad (25)$$

$$\begin{aligned} P_{11} = & -\frac{1}{16} \frac{1}{\xi^8} \\ & \times (96\xi^{12}\alpha^5\delta + 192\alpha^2\delta\sigma_C^4\phi\xi^8 \\ & \times -320\xi^{10}\alpha^3\delta^2\sigma_C^2 - 160\xi^{10}\alpha^4\sigma_C^2\phi \\ & \times -5832b^2\lambda^2\delta^2\sigma_C^2\xi^4 - 17496\alpha^2b^2\lambda^2\delta\xi^6 \\ & \times -11664\alpha b^2\sigma_C^2\phi\lambda^2\xi^4 - 11664\Lambda\sigma_C^2\lambda b^2\alpha^2\xi^4) \end{aligned} \quad (26)$$

$$\begin{aligned} P_{10} = & -\frac{1}{16} \frac{1}{\xi^8} \\ & \times (2125764\lambda^3b^4\Lambda + 16\delta^4\sigma_C^4\xi^8 \\ & \times +240\xi^{12}\alpha^4\delta^2 + 96\xi^{12}\alpha^5\phi + 192\alpha\delta^2\sigma_C^4\phi\xi^8 \\ & \times -640\xi^{10}\alpha^3\delta\sigma_C^2\phi - 17496\alpha^2b^2\phi\lambda^2\xi^6 \\ & \times -320\xi^{10}\alpha^2\delta^3\sigma_C^2 + 96\alpha^2\sigma_C^4\phi^2\xi^8 \\ & \times -17496\alpha b^2\lambda^2\delta^2\xi^6 - 11664\Lambda\lambda b^2\alpha^3\xi^6 \\ & \times -11664b^2\lambda^2\delta\sigma_C^2\phi\xi^4 - 23328\Lambda\alpha b^2\sigma_C^2\lambda\delta\xi^4) \end{aligned} \quad (27)$$

$$\begin{aligned}
P_9 = & -\frac{1}{16} \frac{1}{\xi^8} \\
& \times (320\xi^{12}\alpha^3\delta^3 - 5832b^2\lambda^2\delta^3\xi^6 \\
& \times +192\alpha\delta\sigma_C^4\phi^2\xi^8 - 960\xi^{10}\alpha^2\delta^2\sigma_C^2\Phi \\
& \times -5832b^2\sigma_C^2\phi^2\lambda^2\xi^4 - 160\xi^{10}\alpha\delta^4\sigma_C^2 \\
& \times +64\delta^3\sigma_C^4\phi\xi^8 + 480\xi^{12}\alpha^4\delta\phi \\
& \times -320\xi^{10}\alpha^3\sigma_C^2\phi^2 - 5832\Lambda^2b^2\sigma_C^2\alpha^2\xi^4 \\
& \times -34992\alpha b^2\lambda^2\delta\phi\xi^6 - 11664\Lambda b^2\sigma_C^2\lambda\delta^2\xi^4 \\
& \times -34992\Lambda\alpha^2b^2\lambda\delta\xi^6 - 23328\Lambda\alpha b^2\sigma_C^2\phi\lambda\xi^4)
\end{aligned} \tag{28}$$

$$\begin{aligned}
P_8 = & -\frac{1}{16} \frac{1}{\xi^8} \\
& \times (3188646b^4\lambda^2\Lambda^2 + 240\alpha^2\xi^{12}\delta^4 - 32\delta^5\xi^{10}\sigma_C^2 \\
& \times +240\alpha^4\phi^2\xi^{12} + 64\alpha\sigma_C^4\phi^3\xi^8 + 96\delta^2\sigma_C^4\phi^2\xi^8 \\
& \times +960\alpha^3\delta^2\phi\xi^{12} - 5832\alpha^3b^2\Lambda^2\xi^6 - 960\alpha^2\delta\sigma_C^2\phi^2\xi^{10} \\
& \times -640\alpha\delta^3\sigma_C^2\phi\xi^{10} - 17496\alpha b^2\phi^2\lambda^2\xi^6 - 17496b^2\lambda^2\delta^2\phi\xi^6 \\
& \times -34992\alpha^2b^2\Lambda\phi\lambda\xi^6 - 11664\alpha b^2\Lambda^2\sigma_C^2\delta\xi^4 \\
& \times -34992\alpha b^2\Lambda\lambda\delta^2\xi^6 - 23328b^2\Lambda\sigma_C^2\phi\lambda\delta\xi^4)
\end{aligned} \tag{29}$$

$$\begin{aligned}
P_7 = & -\frac{1}{16} \frac{1}{\xi^8} \\
& \times (96\xi^{12}\alpha\delta^5 - 960\xi^{10}\alpha\delta^2\sigma_C^2\phi^2 - 17496b^2\lambda^2\delta\phi^2\xi^6 \\
& \times +64\delta\sigma_C^4\phi^3\xi^8 + 960\xi^{12}\alpha^3\delta\phi^2 + 960\xi^{12}\alpha^2\delta^3\phi \\
& \times -320\xi^{10}\alpha^2\sigma_C^2\phi^3 - 160\xi^{10}\delta^4\sigma_C^2\phi \\
& \times -5832\Lambda^2b^2\sigma_C^2\delta^2\xi^4 - 17496\Lambda^2\alpha^2b^2\delta\xi^6 \\
& \times -11664\Lambda b^2\lambda\delta^3\xi^6 - 11664\Lambda^2\alpha b^2\sigma_C^2\phi\xi^4 \\
& \times -11664\Lambda b^2\sigma_C^2\phi^2\lambda\xi^4 - 69984\Lambda\alpha b^2\phi\lambda\delta\xi^6)
\end{aligned} \tag{30}$$

$$\begin{aligned}
P_6 = & -\frac{1}{16} \frac{1}{\xi^8} \\
& \times (2125764\lambda b^4 \Lambda^3 + 16\xi^{12}\delta^6 + 16\sigma_C^4 \phi^4 \xi^8 \\
& \times +320\xi^{12}\alpha^3 \phi^3 - 640\xi^{10}\alpha\delta\sigma_C^2 \phi^3 - 17496\Lambda^2\alpha^2 b^2 \phi \xi^6 \\
& \times -5832b^2 \phi^3 \lambda^2 \xi^6 + 1440\xi^{12}\alpha^2 \delta^2 \phi^2 + 480\xi^{12}\alpha\delta^4 \phi \\
& \times -320\xi^{10}\delta^3 \sigma_C^2 \phi^2 - 17496\Lambda^2\alpha b^2 \delta^2 \xi^6 \\
& \times -11664\Lambda^2 b^2 \sigma_C^2 \phi \delta \xi^4 - 34992\Lambda\alpha b^2 \phi^2 \lambda \xi^6 \\
& \times -34992\Lambda b^2 \phi \lambda \delta^2 \xi^6)
\end{aligned} \tag{31}$$

$$\begin{aligned}
P_5 = & -\frac{1}{16} \frac{1}{\xi^8} \\
& \times (96\xi^{12}\delta^5 \phi - 5832\Lambda^2 b^2 \delta^3 \xi^6 \\
& \times -5832\Lambda^2 b^2 \sigma_C^2 \phi^2 \xi^4 + 960\xi^{12}\alpha^2 \delta \phi^3 + 960\xi^{12}\alpha\delta^3 \phi^2 \\
& \times -160\xi^{10}\alpha\sigma_C^2 \phi^4 - 320\xi^{10}\delta^2 \sigma_C^2 \phi^3 - 34992\Lambda^2\alpha b^2 \phi \delta \xi^6 \\
& \times -34992\Lambda b^2 \phi^2 \lambda \delta \xi^6)
\end{aligned} \tag{32}$$

$$\begin{aligned}
P_4 = & -\frac{1}{16} \frac{1}{\xi^8} \\
& \times (531441b^4 \Lambda^4 + 240\xi^{12}\alpha^2 \phi^4 + 240\xi^{12}\delta^4 \phi^2 \\
& \times -17496\Lambda^2\alpha b^2 \phi^2 \xi^6 - 17496\Lambda^2 b^2 \phi \delta^2 \xi^6 \\
& \times -11664\Lambda b^2 \phi^3 \lambda \xi^6 + 960\xi^{12}\alpha\delta^2 \phi^3 \\
& \times -160\xi^{10}\delta\sigma_C^2 \phi^4)
\end{aligned} \tag{33}$$

$$P_3 = -\frac{1}{16} \frac{1}{\xi^8} (320\xi^{12}\delta^3 \phi^3 - 32\xi^{10}\sigma_C^2 \phi^5 - 17496\Lambda^2 b^2 \phi^2 \delta \xi^6 + 480\xi^{12}\alpha\delta \phi^4) \tag{34}$$

$$P_2 = -\frac{1}{16} \frac{1}{\xi^8} (96\xi^{12}\alpha\phi^5 + 240\xi^{12}\delta^2 \phi^4 - 5832\Lambda^2 b^2 \phi^3 \xi^6) \tag{35}$$

$$P_1 = -6\xi^4 \delta \phi^5 \tag{36}$$

$$P_0 = -\xi^4 \phi^6 \tag{37}$$

Bibliographie

- [1] G. GUÉNIN, « Alliages à mémoire de forme », *Techniques de l'Ingénieur*, vol. M 530, p. 1–14.
 - [2] E. PATOOR et M. BERVEILLER, *Technologies des alliages à mémoire de forme*. Hermès, 1994.
 - [3] J. REJZNER, *Modélisation des alliages à mémoire de forme soumis à des sollicitations multiaxiales ou des gradients de contrainte*. Thèse de doctorat, Université de Franche Comté, 2000.
 - [4] P. THAMBURAJA, H. PAN et F. CHAU, « Martensitic reorientation and shape-memory effect in initially textured polycrystalline tni sheet », *Acta Materialia*, vol. 53, p. 3821–3831, 2005.
 - [5] K. TAILLARD, *Etude du comportement thermomécanique des alliages à mémoire de forme sous sollicitations multiaxiales complexes*. Thèse de doctorat, Ecole Normale Supérieure de Cachan, 2006.
 - [6] L. ORGÉAS et D. FAVIER, « Stress induced martensitic transformation of a niti alloy in isothermal shear, tension and compression », *Acta Materialia*, vol. 46 (15), p. 5579–5591, 1998.
 - [7] B. VIEILLE, J. MICHEL, M. BOUBAKAR et C. LEXCELLENT, « Validation of a 3d numerical model of shape memory alloys pseudoelasticity through tensile and bulging tests on cualbe sheets », *International Journal of Mechanical Sciences*, vol. 49, p. 280–297, 2007.
 - [8] S. POMMIER, « Mécanique des matériaux - cours en ligne : [http ://www.lmt.ens-cachan.fr/cours/poly-la3t2-mecanique-materiaux.pdf](http://www.lmt.ens-cachan.fr/cours/poly-la3t2-mecanique-materiaux.pdf) », *ENS Cachan - Université Pierre et Marie Curie*, 2012.
 - [9] J. BESSON, « Chapitre xxiii : Endommagement et rupture - cours en ligne : [http ://mms2.ensmp.fr/matparis/duree/polycop/ch23endommagement.pdf](http://mms2.ensmp.fr/matparis/duree/polycop/ch23endommagement.pdf) », *Mines ParisTech*, 2012.
 - [10] C. VERDU, « Initiation aux méthodes d'expertise de la rupture des matériaux », *Cours en ligne*, Decembre 2012.
-

-
- [11] C. BOUVET, S. CALLOCH et C. LEXCELLENT, « A phenomenological model for pseudoelasticity of shape memory alloys under multiaxial proportional and nonproportional loadings », *European Journal of Mechanics A-Solids*, vol. 23, p. 37–61, 2004.
 - [12] H. LOUCHE, « Etudes de certains phénomènes de localisation à partir de champs thermomécaniques », *HDR - Université de Savoie*, 2009.
 - [13] Y. MURAKAMI, *Stress Intensity Factors Handbook*. The Society of Materials Science Pergamon Press, 1987.
 - [14] J. P. MERCIER, G. ZAMBELLI et W. KURZ, *Traité des Matériaux : Introduction à la science des Matériaux*. Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, 1999.
 - [15] J. BALL et R. JAMES, « Fine phase mixture as minimizers of energy », *Archive for Rational Mechanics Analysis*, vol. 100, p. 15–52, 1987.
 - [16] A. VIVET, *Approche expérimentale du comportement pseudoélastique des alliages à mémoire de forme modélisation isotherme et anisotherme*. Thèse de doctorat, Université de Franche Comté, 1999.
 - [17] P. VACHER et C. LEXCELLENT, « Pseudoelastic behavior of a cuznal polycrystalline shape memory alloy », *Revue de Physique Appliquée*, vol. 25, p. 783–797, 1990.
 - [18] Y. LIU, Z. XIE, J. VAN HUMBECECK et L. DELAEY, « Asymmetry of stress-strain curves under tension and compression for niti shape memory alloys », *Acta Materialia*, vol. 46 (12), p. 4325–4338, 1998.
 - [19] P. VACHER, *Etude du comportement pseudoélastique d'alliages à mémoire de forme CuZnAl polycristallins*. Thèse de doctorat, Université de Franche Comté, 1991.
 - [20] C. BOUVET, *De l'uniaxial au multiaxial : comportement pseudoélastique des alliages à mémoire de forme*. Thèse de doctorat, Université de Franche Comté, 2001.
 - [21] E. PATOOR, A. EBERHARDT et M. BERVEILLER, « Micromechanical modeling of the superelastic behavior », *Journal de Physique IV*, vol. 5, p. 501–506, 1995.
 - [22] J. LEMAITRE et J. L. CHABOCHE, *Mécanique des matériaux solides*. Dunod, 1985.
 - [23] P. SUQUET, « Rupture et plasticité », <http://documents.lamacs.fr/cours/macs2/mecanique/suquet.pdf>, Décembre 2012.
 - [24] A. A. GRIFFITH, « The phenomenon of rupture and flow in solids », *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, vol. 221, p. 163–197, 1921.
 - [25] G. IRWIN, « Analysis of stresses and strains near the end of a crack traversing a plate », *Journal of Applied Mechanics*, vol. 24, p. 361–364, 1957.
 - [26] H. BUI, *Mécanique de la rupture fragile*. Masson, 1978.
 - [27] R. LABBENS, *Introduction à la mécanique de la rupture*. Pluralis, 1980.
-

-
- [28] D. FRANÇOIS, A. PINEAU et A. ZAOUI, *Comportement mécanique des matériaux. Volume 2 : endommagement, mécanique de la rupture, mécanique du contact*. Hermès, 1993.
- [29] M. CREAGER, « The elastic field near the tip of a blunt crack », Mém. D.E.A., Lehigh University, 1966.
- [30] M. CREAGER et P. C. PARIS, « Elastic field equations for blunt cracks with reference to stress corrosion cracking », *International Journal of Fracture*, vol. 3, p. 247–252, 1967.
- [31] A. L. MCKELVEY et R. O. RITCHIE, « Fatigue-crack growth behavior in the super-elastic and shape-memory alloy nitinol », *Metallurgical and Materials Transactions A : Physical Metallurgy and Materials Science*, vol. 32A, p. 731–743, 2001.
- [32] S. W. ROBERTSON et R. RITCHIE, « In vitro fatigue-crack growth and fracture toughness behavior of thin-walled superelastic nitinol tube for endovascular stents : A basis for defining the effect of crack-life defects », *Biomaterials*, vol. 28, p. 700–709, 2007.
- [33] M. R. DAYMOND, M. L. YOUNG, J. D. ALMER et D. C. DUNAND, « Strain and texture evolution during mechanical loading of a crack tip in martensitic shape memory niti », *Acta Materialia*, vol. 55, p. 3929–3942, 2007.
- [34] A. GLOANEC, P. CERRACCHIO, B. REYNIER, A. VAN HERPEN et P. RIBERTY, « Fatigue crack initiation and propagation of a tini shape memory allo », *Scripta Materialia*, vol. 62, p. 786–789, 2010.
- [35] G. M. LOUGHRAN, T. W. SHIELD et P. H. LEO, « Fracture of shape memory cualni single crystals », *International Journal of Solids and Structures*, vol. 40(2), p. 271–294, 2003.
- [36] G. M. VASKO, P. H. LEO et T. W. SHIELD, « Prediction and observation of crack tip microstructure in shape memory cualni single crystals », *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, vol. 50, p. 1843–1867, 2002.
- [37] Y. H. LU, L. J. QIAO et W. Y. CHU, « Characteristics of microcrack initiation in cu-nial shape memory alloy », *Fatigue and Fracture of Engineering Material Structures*, vol. 25 (5), p. 509–518, 2002.
- [38] W. C. CRONE, H. BROCK et A. CREUZIGER, « Nanoindentation and microindentation of cualni shape memory alloy », *Experimental Mechanics*, vol. 47, p. 133–142, 2007.
- [39] K. GALL, N. YANG, H. SEHITOGLU et C. Y. I., « Fracture of precipitated niti shape memory alloys », *International Journal of fracture*, vol. 109, p. 189–207, 2001.
- [40] J. Y. HE, K. W. GAO, Y. J. SU, L. J. QIAO et W. Y. CHU, « The effect of hydride and martensite on the fracture toughness of tini shape memory alloy », *Smart Materials and Structures*, vol. 13, p. 24–28, 2004.
-

-
- [41] J. H. CHEN, W. SUN et G. Z. WANG, « Investigation on the fracture behavior of shape memory alloy niti », *Metallurgical and Materials Transactions A : Physical Metallurgy and Materials Science*, vol. 36, p. 941–955, 2005.
- [42] S. DALY, A. MILLER, G. RAVICHANDRAN et K. BHATTACHARYA, « An experimental investigation of crack initiation in thin sheets of nitinol », *Acta Materialia*, vol. 55, p. 6322–6330, 2007.
- [43] A. CREUZIGER, L. J. BARTOL, K. GALL et W. C. CRONE, « Fracture in single crystal niti », *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, vol. 56, p. 2896–2905, 2008.
- [44] X. M. WANG, Z. Z. LU et Z. F. YUE, « The effect of notches on the fracture behavior in niti shape memory alloys », *International Journal of Solids and Structures*, vol. 46, p. 557–571, 2009.
- [45] V. BIRMAN, « On mode i fracture of shape memory alloy plates », *Smart Materials and Structures*, vol. 7, p. 433–437, 1998.
- [46] K. TANAKA et Y. SATO, « Analysis of superplastic deformation during isothermal martensitic transformation », *Research Mechanics*, vol. 17 (3), p. 241–252, 1986.
- [47] J. ESHELBY, « Determining of the elastic field of an ellipsoidal inclusion and related problem », *Proceedings of Royal Society*, vol. 241, p. 376–396, 1957.
- [48] S. YI et S. GAO, « Fracture toughening mechanism of shape memory alloys due to martensite transformation », *International Journal of Solids and Structures*, vol. 37, p. 5315–5327, 2000.
- [49] S. YI, S. GAO et L. SHEN, « Fracture toughening mechanism of shape memory alloys under mixed-mode loading due to martensite transformation », *International Journal of Solids and Structures*, vol. 38, p. 4463–4476, 2001.
- [50] Y. FREED et L. BANKS-SILLS, « Crack growth resistance of shape memory alloys by means of a cohesive zone model », *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, vol. 55, p. 2157–2180, 2007.
- [51] S. GOLLERTHAN, M. L. YOUNG, K. NEUKING, U. RAMAMURTY et G. EGGELER, « Direct physical evidence for the back transformation of stress induced martensite in the vicinity of cracks in pseudoelastic niti shape memory alloys », *Acta Materialia*, vol. 57, p. 5892–5897, 2009.
- [52] S. DESINDES et S. DALY, « The small-scale yielding of shape memory alloys under mode iii fracture », *International Journal of Soli*, vol. 47, p. 730–737, 2010.
- [53] C. MALETTA et F. FURGIUELE, « Analytical modeling of stress-induced martensitic transformation in the crack tip region of nickel-titanium alloys », *Acta Materialia*, vol. 58, p. 92–101, 2010.
-

-
- [54] X. M. WANG, Y. F. WANG, A. BARUJ, G. EGgeler et Z. F. YUE, « On the formation of martensite in front of cracks in pseudo elastic shape memory alloys », *Materials Science and Engineering*, vol. 394, p. 393–398, 2005.
- [55] F. AURICCHIO et R. L. TAYLOR, « Shape-memory alloys : modelling and numerical simulations of the finite strain superelastic behavior », *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, vol. 143 (1-2), p. 175–194, 1997.
- [56] F. AURICCHIO, R. L. TAYLOR et J. LUBLINER, « Shape-memory alloys : macromodelling and numerical simulations of the superelastic behavior », *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, vol. 146 (3-4), p. 281–312, 1997.
- [57] G. Z. WANG, « Effects of notch geometry on stress-strain distribution, martensite transformation and fracture behavior in shape memory alloy niti », *Materials Science & Engineering, A : Structural Materials : Properties, Microstructure and Processing*, vol. 434, p. 269–279, 2006.
- [58] G. Z. WANG, F. Z. XUAN, S. T. TU et Z. D. WANG, « Effects of triaxial stress on martensite transformation, stress-strain and failure behavior in front of crack tips in shape memory alloy niti », *Materials Science & Engineering, A : Structural Materials : Properties, Microstructure and Processing*, vol. 527, p. 1529–1536, 2010.
- [59] C. LEXCELLENT et P. BLANC, « Phase transformation yield surface determination for some shape memory alloys », *Acta Materialia*, vol. 52, p. 2317–2324, 2004.
- [60] C. LEXCELLENT, A. VIVET, C. BOUVET, S. CALLOCH et P. BLANC, « Experimental and numerical determinations of the initial surface of phase transformation under biaxial loading in some polycrystalline shape-memory alloys », *Journal of Mechanics and Physics of Solids*, vol. 50, p. 2717–2735, 2002.
- [61] K. BHATTACHARYA et A. SCHLOMERKEMPER, « Transformation yield surface of shape memory alloys », *Journal de Physique IV*, vol. 115, p. 155–162, 2004.
- [62] E. PATOOR, A. EBERHARDT et M. BERVEILLER, « Micromechanical modelling of the shape memory behavior », *American Society of Mechanical Engineers, Applied Mechanics Division, AMD*, vol. 189, p. 23–37, 1994.
- [63] K. TAILLARD, P. BLANC, S. CALLOCH et C. LEXCELLENT, « Phase transformation yield surface of anisotropic shape memory alloys », *Materials Science & Engineering, A : Structural Materials : Properties, Microstructure and Processing*, vol. 438–440, p. 436–440, 2006.
- [64] M. R. LAYDI et C. LEXCELLENT, « Yield criteria for shape memory materials : Convexity conditions and surface transport », *Mathematics and Mechanics of Solids*, vol. 15, p. 165–208, 2010.
- [65] E. GIBEAU, *Comparaison entre diverses approches de la modélisation du comportement thermomécanique des alliages à mémoire de forme*. Thèse de doctorat, Université de Franche Comté, 2009.
-

-
- [66] C. LEXCELLENT, M. R. LAYDI et V. TAILLEBOT, « Analytical prediction of the phase transformation onset zone at a crack tip of a shape memory alloy exhibiting asymmetry between tension and compression », *International Journal of Fracture*, vol. 169(1), p. 1–13, 2011.
- [67] C. LEXCELLENT et F. THIEBAUD, « Determination of the phase transformation zone at a crack tip in a shape memory alloy exhibiting asymmetry between tension and compression », *Scripta Materialia*, vol. 59(3), p. 321–323, 2008.
- [68] A. CHRYSOCHOOS et H. LOUCHE, « An infrared image processing to analyse the calorific effects accompanying strain localisation », *International Journal of Engineering Science*, vol. 38, p. 1759–1788, 2000.
- [69] H. LOUCHE, P. VACHER et R. ARRIEUX, « Thermal observations associated with the portevin le chatelier effect in an al-mg alloy », *Materials Science & Engineering, A : Structural Materials : Properties, Microstructure and Processing*, vol. 404, p. 1395–1400, 2005.
- [70] A. MAYNADIER, *Mesure et modélisation du comportement thermo-mécanique des Alliages à Mémoire de Forme de type Ni-Ti sous sollicitation multiaxiale*. Thèse de doctorat, ENS Cachan, 2012.
- [71] Y. SURREL, « Les techniques optiques de mesure de champs : essai de classification », *Colloque Photomécanique d'Albi*, 2004.
- [72] G. BESNARD, F. HILD et S. ROUX, « 'finite-element' displacement fields analysis from digital images : Application to portevin-le-châtelier bands », *Experimental Mechanics*, vol. 46, p. 789–803, 2006.
- [73] B. WATTRISSE, A. CHRYSOCHOOS, J. MURACCIOLE et M. NÉMOZ-GAILLARD, « Analysis of strain localization during tensile tests by digital image correlation », *Experimental Mechanics*, vol. 41(1), p. 29–39, 2001.
- [74] J. SHAW et S. KYRAIKIDES, « On the nucleation and propagation of phase transformation fronts in a niti alloy », *Acta Materialia*, vol. 45, p. 683–700, 1997.
- [75] M. A. IADICOLA et J. A. SHAW, « An experimental setup for measuring unstable thermomechanical behavior of shape memory alloy wire », *Journal of Intelligent Material Systems and Structures*, vol. 13(2), p. 157–166, 2002.
- [76] P. SCHLOSSER, H. LOUCHE, D. FAVIER et L. ORGEAS, « Image processing to estimate the heat sources related to phase transformations during tensile tests of niti tubes », *Strain*, vol. 43, p. 260–271, 2007.
- [77] H. LOUCHE, *Analyse par thermographie infrarouge des effets dissipatifs de la localisation dans les aciers*. Thèse de doctorat, Université de Montpellier, 1999.
- [78] H. LOUCHE et A. CHRYSOCHOOS, « Thermal and dissipative effects accompanying luders bands propagation », *Materials Science & Engineering, A : Structural Materials : Properties, Microstructure and Processing*, vol. 307, p. 15–22, 2001.
-

-
- [79] T. BOULANGER et A. CHRYSOCHOOS, « Calorimetric and thermoelastic effects associated with the fatigue behavior of steels », *International Journal of Fatigue*, vol. 26, p. 221–229, 2004.
- [80] C. DOUDARD, M. PONCELET, S. CALLOCH, C. BOUE, F. HILD et A. GALTIER, « Determination of an hcf criterion by thermal measurements under biaxial cyclic loading », *International Journal of Fatigue*, vol. 29, p. 748–757, 2007.
- [81] P. SITTNER, Y. LIU et V. NOVAK, « On the origin of lüders-like deformation of ni-ti shape memory alloys », *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, vol. 53, p. 1719–1746, 2005.
- [82] D. FAVIER, H. LOUCHE, P. SCHLOSSER, L. ORGEAS et P. VACHER, « Homogeneous and heterogeneous deformation mechanisms in an austenitic polycrystalline ti-50.8 at. fields measurements », *Acta Materialia*, vol. 55, p. 5310–5322, 2007.
- [83] S. MIYAZAKI, T. IMAI, K. OTSUKA et Y. SUZUKI, « Lüders-like deformation observed in the transformation pseudoelasticity of a ti-ni alloy », *Scripta Metallurgica*, vol. 15, p. 853–856, 1981.
- [84] G. N. DAYANANDA et M. SUBBA RAO, « Effect of strain rate on properties of superelastic ni-ti thin wires », *Materials Science & Engineering, A : Structural Materials : Properties, Microstructure and Processing*, vol. 486, p. 96–103, 2008.
- [85] L. BODELOT, *Etude couplée des champs cinématiques et thermiques à l'échelle de la microstructure des matériaux métalliques*. Thèse de doctorat, Université des Sciences et Technologies de Lille I, 2008.
- [86] A. CHRYSOCHOOS, C. LICHT et R. PEYROUX, « A one-dimensional thermomechanical modeling of phase change front propagation in a sma monocrystal authors : », *Comptes Rendus Mecanique*, vol. 331(8), p. 25–32, 2003.
- [87] N. F. MOTT et F. R. N. NABARRO, « Dislocation theory and transient creep », *Metallurgia*, vol. 19, p. 199–205, 1949.
- [88] C. LEXCELLENT, *Quelques aspects thermomécaniques des lois de comportement des alliages métalliques : Corrélation fluage-diffusion, analyse thermodynamique, effet de rochet traction-torsion*. Thèse de doctorat, Université de Franche-Comté, 1987.
- [89] S. V. DIVINSKY, I. STLOUKAL, L. KRÁL et C. HERZIG, « Diffusion of titanium and nickel in b2 niti », *Defect and Diffusion Forum*, vol. 377, p. 289–292, 2009.
- [90] J. BERNARDINI, C. LEXCELLENT, L. DARÓCZI et D. L. BEKE, « Ni diffusion in near-equiatomc ni-ti and ni-ti(-cu) alloys », *Philosophical Magazine*, vol. 83, p. 329–338, 2003.
- [91] V. TAILLEBOT, S. DIVINSKY, C. LEXCELLENT, J. BERNARDINI et D. L. BEKE, « Towards a correlation between high-temperature creep and volume diffusion for equiatomc niti alloys », *Defect and Diffusion Forum*, vol. 280–281, p. 97–104, 2008.
-

- [92] Y. FREED, L. BANKS-SILLS et J. ABOUDI, « On the transformation toughening of a crack along an interface between a shape memory alloy and an isotropic medium », *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, vol. 56, p. 3003–3020, 2008.
-

Résumé :

Matériaux incontournables des matériaux fonctionnels, les **alliages à mémoire de forme** (AMF) peuvent présenter de très larges déformations réversibles. La **Transformation de Phase Martensitique** (TPM), ayant lieu lorsqu'il est soumis à une action mécanique ou thermique, lui confère des caractéristiques particulières. Le comportement thermomécanique des AMF est à présent bien maîtrisé. Cependant la connaissance de leur **comportement à la rupture** reste un enjeu majeur pour leur dimensionnement dans le cadre de leur industrialisation pérenne. Ces travaux de recherche se sont attachés à la connaissance, la description et la quantification du phénomène de **localisation en pointe de fissure** liée à la TPM induite sous contrainte, au travers du développement d'un modèle prédictif et de sa corrélation expérimentale par mesures de champs simultanées lors d'essais de rupture sur des éprouvettes fissurées de **NiTi**. Deux modèles analytiques basés sur la mécanique linéaire de la rupture, intégrant le **caractère dissymétrique** du comportement des AMF en traction/compression, ont été développés pour la prédiction des zones de transformation au voisinage de la **pointe de fissure** en tenant compte des différents **modes de rupture** (élémentaires et mixtes I+II) et du **rayon de courbure en pointe de fissure**. Un banc de caractérisation par mesures simultanées de champs cinématiques par **corrélation d'images** (DIC) et thermique par **thermographie infrarouge** a été développé pour cartographier les champs expérimentaux d'essais de rupture en mode I sur des éprouvettes pré-fissurées. Cette bonne corrélation des modèles analytiques ouvre de nombreuses perspectives concernant l'analyse du couplage thermomécanique associé à la TPM en pointe de fissure, l'enrichissement des modèles analytiques initiaux, et la confrontation avec les résultats expérimentaux pour des modes de rupture plus complexes (II et mixte I+II).

Mots-clés : alliages à mémoire de forme, transformation de phase, NiTi, rupture, facteur d'intensité de contraintes, ténacité, rayon en pointe de fissure, DIC, IR.

Abstract:

Major player among functional materials, **Shape Memory Alloys** (SMA) may undergo very large reversible strain. SMA exhibit a **Martensitic Phase Transformation** (MPT) when they are submitted to mechanical or thermal actions, and that gives them some specific characteristics. The thermomechanical behavior of SMA is now well controlled. However, the knowledge of the **SMA fracture behavior** is a major challenge for their design and sizing for their sustainable industrialization. This research project has focused on the understanding, describing and quantifying of the phenomenon of **localization at the crack tip** due to stress-induced MPT. The study includes two main aspects: the development of an analytical model and its experimental correlation by simultaneous field's measurements during tests on cracked **NiTi** specimens. Two analytical models based on the linear fracture mechanics and those introduce the **asymmetrical** nature of the SMA behavior in tension/compression, were developed for the prediction of transformation zones in the vicinity of the **crack tip**, taking into account the **fracture mode** (elementary and mixed ones) and the **radii of curvature** of the crack tip. A testbench with the measurement of simultaneous kinematic field with **Digital Image Correlation** (DIC) and thermal field with **infrared thermography** was designed for mapping the experimental fields during fracture tests in mode I on pre-cracked specimen. This good correlation of analytical models opens up many perspectives on the analysis of thermomechanical coupling associated with the MPT at the crack tip, the enrichment of the initial analytical models, and comparison with experimental results for more complex failure modes (II and mixed I+II).

Keywords: Shape memory alloys, phase transformation, NiTi, fracture, stress intensity factor, toughness, crack tip radius, DIC, IR.

■ École doctorale SPIM 16 route de Gray F - 25030 Besançon cedex

■ tél. +33 [0]3 81 66 66 02 ■ ed-spim@univ-fcomte.fr ■ www.ed-spim.univ-fcomte.fr